

**Untersuchung der Transferreaktion
 $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$**

von
Helmut Voit
aus
Berlin



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546207_0070

Untersuchung der Transferreaktion $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$

**Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg**

**zur
Erlangung des Doktorgrades**

vorgelegt

von

Helmut Voit

aus

Berlin

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:	24. Juli 1968
Dekan:	Prof. Dr. W. Haupt
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. H. Wegener
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. N. Fiebiger

ZUSAMMENFASSUNG

Am Erlanger Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger wurden die in B^{10} durch einen Sauerstoffstrahl induzierten Kernreaktionen bei Einschüßenergien oberhalb des Coulombwalles (26.0, 30.0 und 32.5 MeV) beobachtet. Von diesen Kernreaktionen wurden speziell der Deuteron- und Alphatransfer, die zu den Reaktionsprodukten N^{14} und C^{12} führen, untersucht. Aus der Analyse der Spektren lassen sich aufgrund der selektiven Besetzung von Zuständen diese Reaktionen als direkte Prozesse interpretieren; die Schalenmodellkonfigurationen der Reaktionspartner werden bestätigt. Die Winkelverteilungen der beiden Transferreaktionen zeigen Diffraktionsstrukturen, die sich mit dem Dar'schen Diffraktionsmodell gut wiedergeben lassen. Die zur Anpassung verwendeten Parameter ändern sich bei Variation der Einschüßenergie den Vorstellungen des Modells entsprechend.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

1.	Allgemeine Bemerkungen zu Transferreaktionen	Seite 1
1. 1	Transferreaktionen unterhalb des Coulombwalles	2
1. 2	Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalles	4
1. 3	Beschreibung der Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalles	6
1. 3. 1	Das Diffraktionsmodell von Frahn und Venter	7
1. 3. 2	Das Dar'sche Diffraktionsmodell	8
1. 3. 3	Vergleich der experimentellen Daten mit den Diffraktionsmodellen	8
2.	Berechnung des differentiellen Wirkungsquer- schnittes mit dem Dar'schen Diffraktionsmodell	10
3.	Beschreibung der experimentellen Methoden	23
3. 1	Grundsätzliche Bemerkungen	23
3. 2	Teilchenidentifikation mit einem Schwerionen- teleskop	24
3. 3	Die Streukammer	27
3. 4	Analysieren und Auswerten der Messungen	27
3. 5	Elektronik	30
3. 6	Der O^{16} -Strahl	30
3. 7	Targets	30
3. 8	Normierung	32
4.	Meßergebnisse und ihre Deutung	34
4. 1	Deutung der Kohlenstoff- und Stickstoffspek- tren	40
4. 2	Die Winkelverteilungen	43
4. 3	Zusammenfassung der Meßergebnisse	58

1. ALLGEMEINE BEMERKUNGEN ZU TRANSFERREAKTIONEN

Transferreaktionen sind Prozesse, bei denen zwei Kerne während eines Streuprozesses ein Nukleon oder mehrere Nukleonen oder aber ein Cluster austauschen. Im Gegensatz zu den Strippingreaktionen, bei denen die Geschosse die Masse $A \leq 4$ haben, handelt es sich bei den Projektilen der Transferreaktionen um schwere Ionen. Dies bedingt wesentliche Unterschiede gegenüber Strippingreaktionen.

- a) Bei Transferreaktionen sind Coulombeffekte wegen der großen Kernladung eines jeden Partners von großer Bedeutung.
- b) Im Ausgangskanal können beide Reaktionspartner in angeregten Zuständen vorliegen.

Zum erstenmal wurde eine Transferreaktion 1953 in Oak Ridge bei der Reaktion $N^{14} (N^{14} N^{15}) N^{13}$ beobachtet ¹⁾. Das Ziel vieler darauffolgender Experimente des gleichen Typs war in erster Linie den Reaktionsmechanismus der Transferprozesse zu verstehen. Dazu wurden Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen vieler Reaktionspartner bei verschiedenen Energien gemessen.

Fig. 1 a und 1 b zeigen Winkelverteilungen eines Neutron-Transfers bei Einschußenergien oberhalb, bzw. unterhalb des Coulombwalles. Die Winkelverteilungen stehen exemplarisch für die meisten bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse. Die Erklärung der Winkelverteilungen führte zu der heutigen Vorstellung über den Ablauf einer Transferreaktion.

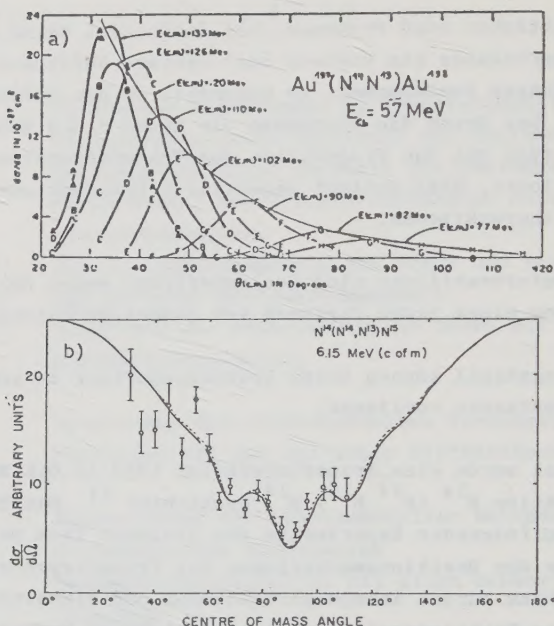


Fig. 1 a 2), b 3): Charakteristische Winkelverteilungen für Transferreaktionen oberhalb, bzw. unterhalb des Coulombwalles. Die ausgezogene Kurve in Fig. 1 b ist ein Fit.

1. 1 Transferreaktionen unterhalb des Coulombwalles

Hier werden zwei schwere Kerne ausschließlich in ihrem Coulombfeld gestreut. Irgendwo auf einer der beiden Rutherfordbahnen trennt sich das Nukleon (Nukleonen, Cluster) von dem einen Rumpf und tunnelt durch den Potentialwall zu dem anderen Rumpf. Die Wahrscheinlichkeit dafür hängt in erster Linie von der "Güte

der Anpassung" der Wellenfunktion für das gebundene Nukleon im Anfangs- und Endzustand ab. Die Wahrscheinlichkeit ist proportional $e^{-2\alpha r} \approx e^{-2\alpha R_0}$, wobei die auftretenden Größen folgende Bedeutung haben:

r = Relativkoordinate zwischen beiden Rumpfen.

$\frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m}$ = Bindungsenergie des transferrierten Teilchens gemittelt über Eingangs- und Ausgangskanal.

R_0 = klassisch kleinstmöglicher Abstand beider Kerne.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen solchen Transferprozeß ist dann gegeben durch:

$\zeta(\theta)$ = Wahrscheinlichkeit für Rutherfordstreuung $\times$ Wahrscheinlichkeit für Teilchentransfer während des Streuprozesses

$$\zeta(\theta) \propto \sin^{-4} \theta/2 \quad e^{-2\alpha R_0} \quad (1.1)$$

Diese mit sehr approximativen Vorstellungen gewonnene Gleichung gibt dennoch das Wesentliche der Tunnel-Transfer-Winkelverteilungen wieder: Verschwindender Wirkungsquerschnitt für kleine Winkel (große Stoßparameter) in etwa exponentiell ansteigender Wirkungsquerschnitt bei großen Winkeln (kleine Stoßparameter) ⁴⁾.

Die zum Tunnel-Transfer existierenden Theorien basieren auf der genannten Vorstellung und liefern, obwohl sie ganz verschiedene Näherungen verwenden, dieselben Formeln für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ⁴⁾. Diese Formeln - sie sind ähnlich wie Gleichung (1.1) - stehen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Man glaubt deshalb, die Transferreaktionen unterhalb des Coulombwalles genügend gut verstanden

⁴⁾ Bei der in Fig. 1 b gezeigten Tunnel-Transfer-Winkelverteilung ist zu beachten, daß wegen der Identität von Targetkern und Geschosß Symmetrie um 90° vorliegt.

zu haben ⁵⁾. Über die Kernstruktur an sich hat man damit - wenn man von der Möglichkeit der Berechnung reduzierter Breiten ⁶⁾ absieht - nichts dazugelernt. Das liegt aber nicht am Versagen der Theorien, sondern einfach daran, daß sich die Kerne beim Tunneltransfer zu wenig nähern.

1. 2 Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalles

Winkelverteilungen von Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalles zeigen folgende typische Merkmale (siehe Fig. 1):

In der Winkelverteilung existiert ein Maximum, dessen Höhe und Breite systematisch mit der Einschußenergie variiert. Das Maximum ändert sich mit der Energie E wie der Rutherfordstreuquerschnitt, der zu dem klassisch kleinstmöglichen Stoßparameter R_0 gehört.

$$R_0 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = (\eta/k) (1 + \sin^{-1} \Theta_0/2) \quad (1.2)$$

Θ_0 = klassischer Ablenkwinkel, der zu R_0 gehört

r_0 = Kernradiusparameter

$A_{1/2}$ = Masse von Geschoß, bzw. Target

$\hbar K$ = Schwerpunktsimpuls

η = $Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 \cdot k \cdot (2E)^{-1}$ Sommerfeldparameter

$Z_{1/2}$ = Kernladung von Geschoß, bzw. Target

Zur Erklärung geht man zunächst wieder von der Vorstellung aus, daß der Transfer während eines Streuprozesses erfolgt, wobei diesmal aber neben dem Coulombpotential auch das Kernpotential von Bedeutung ist. Das charakteristische Maximum kommt folgendermaßen zustande:

Bei kleinen Streuwinkeln (großen Stoßparametern) ist ein Überlapp der Ausläufer der Teilchenwellenfunktionen unmöglich, da

die Rutherfordbahnen zu weit auseinander liegen. Der Transferwirkungsquerschnitt ist klein. Mit kleiner werdendem Abstand der Bahnen nimmt der Wirkungsquerschnitt zu, um nach Durchlaufen des Maximums aufgrund der bei kleinen Stoßparametern einsetzenden starken Kernabsorption wieder abzunehmen. Das Maximum liegt in einem Winkelbereich, in dem die Teilchenbahnen in etwa den Abstand R_0 haben, bei dem sich beide Kerne also gerade "berühren". Es ist deshalb verständlich, daß die Maxima bei Variation der Einschußenergie sich wie die zu R_0 gehörigen Rutherfordstreuquerschnitte ändern. Verständlich wird damit auch, daß $\sigma(R)$ für die Reaktion $\text{Au}^{197}(\text{N}^{14} \text{N}^{13})$ Au^{198} für alle Einschußenergien an der Stelle $R = R_0$ ein Maximum aufweist (siehe Fig. 2).

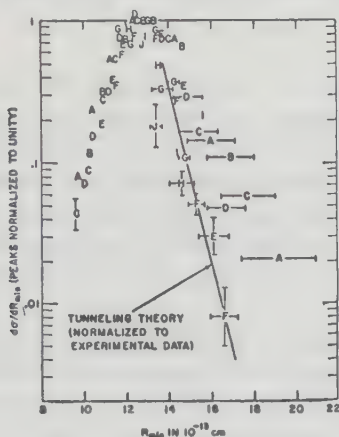


Fig. 2: Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\text{Au}^{197}(\text{N}^{14} \text{N}^{13})$ Au^{198} von Fig. 1 a sind hier über dem zu einem bestimmten Streuwinkel θ gehörigen Minimalabstand der Teilchenbahnen aufgetragen ²⁾.

Daraus kann man schließen, daß es sich bei diesen Transferreaktionen um stark an der Kernoberfläche lokalisierte Reaktionen handeln muß. Sie sollten Informationen über die Eigenschaften der Kernoberfläche, reduzierte Breiten und cfp-Koeffizienten für das transferrierte Teilchen liefern.

1. 3 Beschreibung der Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalles

Die Beschreibungen gehen davon aus, daß Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalles eine ausgesprochene Lokalisation der Reaktion an der Kernoberfläche zeigen, d. h. daß der Ausgangskanal bei Transferreaktionen nur Ereignisse enthält, die innerhalb eines wohldefinierten Ringes um den Targetkern ihren Ursprung haben.

Eine ähnliche Situation ist aus der Optik für die Beugung von Licht an einer totalabsorbierenden Kugel, bzw. an einer schwarzen Scheibe bekannt. Die zu beobachtende Intensitätsverteilung rührt dabei von der Interferenzfähigkeit der Huygen'schen Elementarwellen her, die am Scheibenrand entstehen und zeigt abhängig von Wellenlänge, Scheibendurchmesser und Eigenschaften des Randes mehr oder weniger ausgeprägte Beugungsstrukturen.

Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalles können ganz analog zu den Beugungserscheinungen aus der Optik behandelt werden. Die verwendeten Modelle werden Diffraktionsmodelle genannt. Man versucht mit solchen Modellen in erster Linie geschlossene Ausdrücke für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Transferreaktionen anzugeben, die den experimentellen Winkelverteilungen möglichst gut entsprechen. Darüber hinaus sollen diese theoretischen Ausdrücke den übertragenen Bahndrehimpuls enthalten und spektroskopische Informationen liefern.

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts kann man die Vorstellung des Diffraktionsmodells auf zwei verschiedene Arten berücksichtigen. Entweder man simuliert die starke Lokalisation der Reaktionen durch ein komplexes Potential ⁶⁾ mit großem Imaginärteil oder aber man multipliziert die Reaktionsamplitude der Partialwellenentwicklung (nach Drehimpuls L) mit dem Reflexionskoeffizienten des Kernpotentials, dem man nur für einen gewissen L -Bereich einen endlichen Wert gibt. Der erste Fall läuft auf eine optische Modell-Analyse hinaus, gegen die sowohl wegen der Vielzahl der Parameter Bedenken zu erheben sind, als auch wegen der Anwendbarkeit optischer Potentiale für Schwerionenreaktionen. Die Diffraktionsmodelle für Transferreaktionen benutzen die zweite Möglichkeit. Sie erhalten mit wenigen Parametern - je nach der Parametrisierung des Reflexionskoeffizienten - einfache Ausdrücke für den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

1. 3. 1 Das Diffraktionsmodell von Frahn und Venter

Die erste Beschreibung von Transferreaktionen mit Diffraktionsmodellvorstellungen lieferten Frahn und Venter ⁷⁾. Sie behandeln Transferreaktionen als ein Zweikörperproblem und einen quasi-elastischen Prozeß, aufbauend auf eine Arbeit ⁸⁾, in der sie die elastische Streuung mit dem Diffraktionsmodell beschreiben. Die Kerne bewegen sich auf Rutherfordbahnen, die durch den Transfer nicht gestört werden. Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts werden die elastischen Streuwellen nach Partialwellen entwickelt. Für die Reflexionskoeffizienten des Kernpotentials wird ein Smooth-Cutoff-Ansatz gewählt. Es werden Coulombeffekte berücksichtigt. Damit erhalten die Autoren Winkelverteilungen mit je nach der Stärke der Coulombeffekte mehr oder weniger ausgeprägten Diffraktionsstrukturen.

1. 3. 2 Das Dar'sche Diffraktionsmodell

Die von A. Dar ⁹⁾ entwickelte Theorie berücksichtigt, daß die einfachste theoretische Beschreibung einer Transferreaktion im Rahmen einer 3-Körper-Theorie erfolgen sollte, entsprechend den drei an der Reaktion teilnehmenden Teilchen: den beiden Rümpfen und dem transferrierten Teilchen.

Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes erfolgt mit Finite-Range-DWBA-Methoden. Die Koordinaten des transferrierten Teilchens werden dabei berücksichtigt (3-Körper-Ansatz). Zur Berechnung des DWBA-Überlappintegrals verwendet Dar das Diffraktionsmodell. Das geschieht in der Art, daß die nach Partialwellen entwickelten elastischen Streuwellenfunktionen mit der Quadratwurzel des Reflexionskoeffizienten des Kernpotentials multipliziert werden. Damit erhält Dar einen geschlossenen Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

1. 3. 3 Vergleich der experimentellen Daten mit den Diffraktionsmodellen

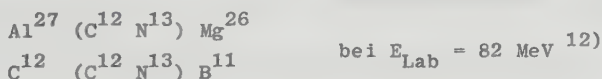
Solange starke Coulombeffekte eine Rolle spielen, stehen die Ergebnisse der Theorie von Frahn und Venter für $E \gg E_{cb}$ und die Theorie von Dar sogar für den gesamten Energiebereich in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Die von beiden Theorien vorhergesagten Diffraktionsstrukturen für Reaktionen, bei denen Coulombdamping unwesentlich ist, wurden im Experiment allerdings erst in letzter Zeit gefunden. Zunächst wurden nämlich auch bei Reaktionen, für die Coulombeffekte vernachlässigbar sind, ebenfalls nur glatte Winkelverteilungen gemessen, z. B. bei der Reaktion $C^{12} (N^{14} N^{13}) C^{13}$ bei $E_{cm} = 68.5 \text{ MeV}$ ¹⁰⁾. Das Auftreten von glatten Winkelverteilungen in diesen Fällen sollte nicht durch spezielle Kerneigenschaften bedingt sein. Dodd und Greider ¹¹⁾ vermuten, daß der glatte Kurvenverlauf durch Rückstoß-

effekte bedingt ist. Die Autoren erhielten unter Verwendung von Rückstoßtermen der Art m_C/m_A , m_C/m_B den im Experiment gefundenen glatten Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

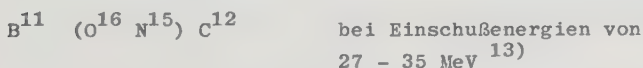
Da die beiden beschriebenen Diffraktionsmodelle keine Rückstoßterme enthalten, können sie Winkelverteilungen von Reaktionen, für die Rückstoßeffekte wesentlich sind, nicht wiedergeben.

Die meisten der bisher vorliegenden experimentellen Winkelverteilungen zeigen einen glatten Kurvenverlauf. Leider enthalten derartige Winkelverteilungen nicht einmal die einzige bisher aus den Diffraktionsmodellen extrahierbare spektroskopische Information, nämlich den transferierten Bahndrehimpuls.

Für die von den Diffraktionsmodellen geforderten oszillierenden Winkelverteilungen gibt es bisher zwei experimentelle Beispiele. Es sind dies die Reaktionen



und



In beiden Fällen spielen Rückstoßeffekte und Coulombdamping keine Rolle.

Allerdings scheint man für das Auftreten von Diffraktionsstrukturen neben der Bedingung, daß Coulomb- und Rückstoßeffekte vernachlässigbar sind, auch noch eine gute Drehimpulsanpassung for-

dern zu müssen ^{13) 14)}. Drehimpulsanpassung bedeutet, daß der übertragene Bahndrehimpuls möglichst genau die Differenz zwischen den Bahndrehimpulsen für streifenden Einfall im Eingangs- und Ausgangskanal sein sollte.

Bei einem Vergleich zwischen der Theorie von Frahn und Venter und der Dar'schen Theorie ist letztere vorzuziehen. Sie ist erstens eine 3-Körper-Theorie und liefert zudem einen geschlossenen Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, der für den gesamten Energiebereich gilt, ohne allerdings Rückstoßeffekte zu berücksichtigen.

Die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Winkelverteilungen der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$ bei $E_{Lab} = 26.0, 30.0$ und 32.5 MeV wurden deshalb mit dem Dar'schen Diffraktionsmodell gefittet. Eine ausführliche Beschreibung der theoretischen Ansätze dieses Modells wird im nächsten Abschnitt gegeben.

2. BERECHNUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS MIT DEM DAR'SCHEN DIFFRAKTIONSMODELL

Der Ausgangspunkt für die Dar'schen Rechnungen ist die DWBA-Übergansamplitude, die für die Reaktion $A(a\ b)\ B$, siehe Fig. 3, folgende Form hat:

$$T = \langle \psi_b^{(-)*}(k_f, r_f) \phi_b(b) \psi_{j_B}^{M_B}(R+c) / V_{bc} /$$

$$\times \psi_a^{(+)}(k_i, r_i) \phi_a(a) \psi_{j_A}^{M_A}(R) \rangle \quad (2.1)$$

$\psi_{a,b}$ sind die elastischen Streuwellenfunktionen, die die relative Bewegung im Eingangs- und Ausgangskanal beschreiben.

$\underline{k}_i, \underline{k}_f$ sind die Schwerpunktsimpulse
 τ_i, τ_f sind Relativkoordinaten

} im Eingangs- und Ausgangskanal

$(+), (-)$ einlaufende, bzw. auslaufende ebene Wellen und auslaufende, bzw. einlaufende Kugelwellen.

$\phi_{a,b}$ sind Wellenfunktionen, die die innere Struktur von Geschos a und Teilchen b beschreiben.

$\psi_{j_A}^{M_A}$ ist die Wellenfunktion des Targetkerns A.

$\psi_{j_B}^{M_B}$ ist die Wellenfunktion des Endkerns B.

Die Wellenfunktionen von Geschos und Endkern werden nach Eigenzuständen ihres jeweiligen Rumpfes und des transferrierten Teilchens entwickelt. Dabei treten als Entwicklungskoeffizienten die Größen $S(l, j)$ auf.

$$\psi_{j_B}^{M_B} = \sum_{j_f l_f} S(l_f j_f) \sum_{\mu_f \mu_c m_f} (l_f \mu_f j_c \mu_c | j_f m_f) (j_f m_f j_A M_A | j_B M_B) \\ \times \phi_{l_f}^{\mu_f}(\tau_{cA}) \chi(\sigma_c) \psi_{j_A}^{M_A} \quad (2.2a)$$

$$\phi_a = \sum_{j_i l_i} S(l_i j_i) \sum_{\mu_i \mu_c' m_i} (l_i \mu_i j_c \mu_c' | j_i m_i) (j_i m_i j_b M_b | j_a M_a) \\ \times \phi_{l_i}^{\mu_i}(\tau_{cb}) \chi(\sigma_c) \phi_b^{(b)} \quad (2.2b)$$

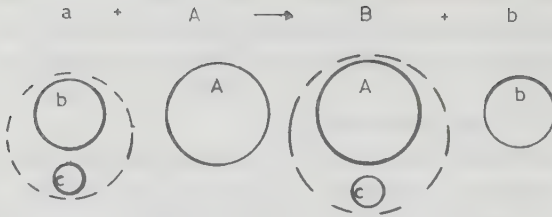


Fig. 3: Transferreaktionen vom Typ $A(a\ b)\ B$, bzw.

$A([c + b]\ b)\ [A + c]$, c = transferriertes Teilchen, eckige Klammern bedeuten gebundene Zustände.

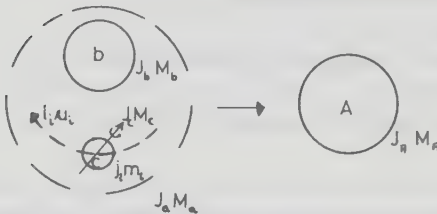


Fig. 4: Zuordnung der in Gleichung (2. 2 a, b) auftretenden Spins und magnetischen Quantenzahlen zu den jeweiligen Teilchen für den Eingangskanal.

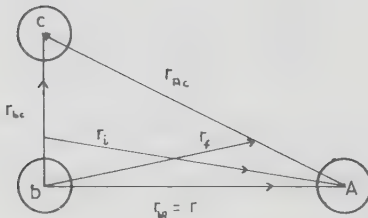


Fig. 5: Ortsvektoren, die bei der Reaktion $A([b + c]\ b)\ [A + c]$ auftreten.

$S(l_j)$ sind die spektroskopischen Faktoren für den Cluster c in a , bzw. B

$\phi_{l_i, f}^{M_i, f}$ sind die Bahnwellenfunktionen des Clusters c in a , bzw. B

$\chi(\sigma_c)$ ist die Spinwellenfunktion des Clusters c

Zur Zuordnung der Spins siehe Fig. 4.

Setzt man die Wellenfunktionen von Gleichung (2. 2 a) und (2. 2 b) in die Übergangsamplitude ein, so erhält man mit der Einschränkung, daß V_{bc} kein spinabhängiges Potential ist:

$$\begin{aligned}
 T = & \int \psi_b^{(-)*}(k_f, r_f) \sum_{j_f l_f M_f M_c m_f} \sum_{j_i l_i M_i M_c' m_i} (l_f M_f J_c M_c | j_f m_f) (j_f m_f J_a M_a | J_B M_B) \\
 & \times \phi_{l_f}^{M_f*}(r_{cB}) V_{bc}(r_{bf}) \\
 & \times \psi_a^{(+)}(k_i, r_i) \sum_{j_i l_i M_i M_c' m_i} (l_i M_i J_c M_c' | j_i m_i) (j_i m_i J_b M_b | J_a M_a) \\
 & \times \phi_{l_i}^{M_i}(r_{cb}) d\Omega_i d\Omega_b^3 d\Omega_f^3
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

Die Bahnwellenfunktionen des Clusters werden durch ihre asymptotischen Lösungen angenähert, da die Reaktion außerhalb der Rumpfe A und b stattfinden soll und da deshalb nur die Ausläufer der Wellenfunktionen von Bedeutung sind.

$$\phi_{l_i}^{M_i} = u_{l_i}(r_{cb}) Y_{l_i}^{M_i}(\Omega_{cb})$$

$$\phi_{l_f}^{M_f} = N_{l_f} h_{l_f}^{(i)}(i\alpha_f r_{ca}) Y_{l_f}^{M_f}(\Omega_{ca})$$

N_{l_f} ist eine Normierungskonstante für die Wellenfunktion des im Endzustand gebundenen Clusters c.

α_f ist verknüpft mit der Bindungsenergie des transferierten Teilchens in B über $\alpha_f = (2 m_c E/\hbar^2)^{1/2}$ mit E = Bindungsenergie.

$\{$ sind alle anderen Koordinaten außer r_i, r_f .

Man versucht, das mehrdimensionale Integral der Gleichung (2. 3), in der noch die verschiedensten Koordinaten auftreten, weiter zu vereinfachen. Dazu fordert man, daß die Masse des transferierten Teilchens klein ist, verglichen mit den Massen von Geschosß und Endkern. Dann kann man die Ortsvektoren (siehe Fig. 5)

$$r_{ca} = r_{cb} - r_{ab}$$

$$r_i = r_{ab} - (m_c/m_a) r_{cb}$$

$$r_f = r_{ab} + (m_c/m_a) r_{ab} = (m_a/m_B) r_{ab} + (m_c/m_B) r_{cb}$$

approximieren durch

$$T_i \approx T_{Hb} = T$$

$$T_f \approx (m_A/m_B) T_{Ab} = (m_A/m_B) T$$

Damit hängen die elastischen Streuwellenfunktionen nur noch von $\underline{r}$ ab. Die neben $\underline{r}$ noch auftretenden Koordinaten r_{cA} und r_{cb} sind über $r_{cA} = r_{cb} - \underline{r}$ miteinander verknüpft und können auf eine Koordinate, nämlich r_{cb} , reduziert werden. Unter der Bedingung, daß $r_{cb} < r$ kann man die Bahnwellenfunktion von c im Endzustand folgendermaßen umschreiben ³⁾:

$$h_{l_f}^{(1)}(i\alpha_f | r_{cb} - r_{Ab}) Y_{l_f}^{\mu_f}(\Omega_{cA}) = \sqrt{4\pi} \sum_{l'l'\mu'} (-1)^{\frac{l_f+l'-l'}{2}} \sqrt{\frac{(2l'+1)(2l_f+1)}{(2l+1)}} \\ \times (l\mu l_f\mu_f | l'\mu') (l 0 l_f 0 | l' 0) \\ \times h_l^{(1)}(i\alpha_f r_{Ab}) j_{l'}(i\alpha_f r_{cb}) Y_{l'}^{\mu'}(\Omega_{bA}) Y_{l'}^{\mu'}(\Omega_{cb})$$

Setzt man die Bahnwellenfunktionen in T ein und T in den Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, so erhält man:

$$\sigma(\theta) = \frac{m_i m_f}{(2\pi\hbar)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \left| S(l_i j_i) \right|^2 \left| S(l_f j_f) \right|^2 \left| N_{l_f} \right|^2 (2l_i+1) \\ \times \sum_l (l 0 l_i 0 | l_f 0)^2 W(l l_i j_f J_c; l_f j_i) \\ \times \left| F_{l_i} \right|^2 \sum_{\mu=-l}^l \left| T_{l\mu} \right|^2 \quad (2.4)$$

$$F_{li} = \sqrt{4\pi} \int_0^{\infty} j_{li}^*(i\alpha_i r_{cb}) V(r_{cb}) u_{li} r_{cb}^2 dr_{cb} \quad (2.5)$$

$$T_{\ell\mu} = \int \psi_b^{(-)*}(\underline{k}_b, \underline{r}) h_i^*(i\alpha_i r) Y_{\ell}^{\mu*}(\Omega) \psi_a^{(+) }(\underline{k}_a, \underline{r}) d\tau \quad (2.6)$$

F_{li} ist der winkelunabhängige Formfaktor in dem der 3-Körper-Ansatz zum Ausdruck gebracht wird.

$T_{\ell\mu}$ ist das winkelabhängige Überlappintegral.

$S(\ell j)$ sind die spektroskopischen Faktoren für die gebundenen Zustände des transferrierten Teilchens im Anfangs- und Endzustand.

ℓ ist der transferrierte Bahndrehimpuls.

Aufgrund der Symmetriebeziehungen für die CG-Koeffizienten muß gelten

$$l + l_i + l_f \text{ gerade,} \quad (2.7a)$$

Aufgrund der Dreiecksregeln für die Racah-Koeffizienten muß gelten

$$\begin{aligned} |l_i - l_f| &\leq l \leq |l_i + l_f| \\ |j_i - j_f| &\leq l \leq |j_i + j_f| \end{aligned} \quad (2.7b)$$

Aus (2. 7 a) folgt die Paritätsauswahlregel

$$(-1)^{l_i + l_f} = (-1)^l \quad (2.7c)$$

Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts reduziert sich damit auf die Berechnung des winkelunabhängigen Formfaktors F_{Li} aus Gleichung (2.5) und des Überlappintegrals $T_{L\mu}$ aus Gleichung (2.6). F_{Li} muß man im allgemeinen numerisch berechnen; dazu ist die Kenntnis des Wechselwirkungspotentials nötig. Dar teilt ohne nähere Begründung mit, daß sich F_{Li} ohne Kenntnis dieses Potentials berechnen läßt, nämlich wenn

- a) die Bindungsenergie für c im Anfangs- und Endzustand gleich groß ist, bzw. wenn $Q = 0$
- b) die Bindungsenergie im Anfangszustand viel größer ist als im Endzustand.

Zur Berechnung des Überlappintegrals werden die in $T_{L\mu}$ enthaltenen elastischen Streuwellen nach Partialwellen entwickelt:

$$\Psi^{(\pm)}(k, r) = \sum_{L, m} 4\pi (-1)^m i^L e^{\pm i\sigma_L} Y_L^{-m}(k) Y_L^m(\theta, \varphi) \frac{\bar{F}_L(kr)}{kr}$$

$\bar{F}_L$ sind die radialen Coulombwellenfunktionen

σ_L sind die Coulombstreuphasen.

Jede Partialwelle wird - den Diffraktionsmodellvorstellungen entsprechend - mit der Wurzel des Reflexionskoeffizienten η_L für das Kernpotential multipliziert. Wählt man für η_L einen Smooth-Cutoff-Ansatz, der bewirkt, daß nur wenige L-Werte um L_0 einen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern, so läßt sich das Überlappintegral $T_{L\mu}$ in eine geschlossene Form bringen:

$$\begin{aligned} |T_{L\mu}|^2 &= 4\pi^4 (2L_0 + 1)^2 \delta^2 I_{L_0}^2 \left| Y_L^{\mu}(\pi/2, 0) \right|^2 \frac{\theta}{\sin \theta} \\ &\times \left\{ (|A_+|^2 + |A_-|^2) (J_{\mu}^2 + J_{\mu-1}^2) + 2 \operatorname{Real}(A_+ A_-^*) \right. \\ &\times \left. (J_{\mu}^2 - J_{\mu-1}^2) \cdot 4 J_{\mu}(A_+ \cdot A_-^*) \cdot J_{\mu} J_{\mu-1} \right\} \quad (2.9) \end{aligned}$$

$$J_{\mu} = J_{|\mu|} \left(\frac{L_0 + 1/2}{\Theta} \right) \quad \text{Besselfunktion}$$

$$H_{\pm} = \frac{\{1 + \mu \pi (\Theta_0 \pm \Theta) + i \mu \pi \Delta/2\}}{\sin \{ \pi \delta \cdot \Delta/2 - i \pi \delta (\Theta_0 \pm \Theta) \}}$$

$$\Delta/2 = \alpha_f / k_f$$

$\int_{L_0}$ ist das Radialintegral, das die Integration über die radialen Coulombwellenfunktionen und den Radialteil der Wellenfunktionen des gebundenen Zustands des transferrierten Teilchens enthält.

Der für η_L gewählte Smooth-Cutoff-Ansatz hat die Form:

$$\eta_L = (1 + e^{(L_0 - L)/\delta})^{-1} \quad (2.10)$$

$$L_0 = \bar{k} \cdot \bar{R}_0 (1 - 2\bar{\eta} / \bar{k} \bar{R}_0) \quad (2.11)$$

$$\delta = \bar{k} \text{ ol } (1 - \bar{\eta} / \bar{k} \bar{R}_0) (1 - 2\bar{\eta} / \bar{k} \bar{R}_0)^{-1/2} \quad (2.12)$$

Die Querstriche über der Schwerpunktswellenzahl k , dem Minimalabstand R_0 der Reaktionspartner und dem Sommerfeldparameter η bedeuten eine Mittelung über die Werte im Eingangs- und Ausgangskanal. δ ist die Diffuseness im Drehimpulsraum und ist über die Gleichung (2.12) mit der Diffuseness d im Ortsraum verknüpft. L_0 charakterisiert die Partialwelle, deren Reflexionskoeffizient den Wert 0.5 hat. Der Ansatz (2.10) für den Reflexionskoeffizienten η_L beinhaltet, daß nur Partialwellen in einem kleinen durch die Diffuseness δ festgelegten Bereich um L_0 zur Reaktion beitragen.

Das Überlappintegral $|T_{l\mu}|^2$ aus Gleichung (2.9) enthält zwei Anteile:

Einen glattverlaufenden Term, der bei $\Theta = \Theta_0$ ein Maximum hat und einen oszillierenden Interferenzterm. Die Periode der Oszillationsfrequenz ist $\pi/L_0 + 1/2$, die Bedingung für die Dämpfung der Oszillation lautet $2\pi \int \Theta_0 \gg 1$.

$|T_{l\mu}|^2$ bestimmt die Form der Winkelverteilung, die außer von dem übertragenen Bahndrehimpuls l , von den drei Parametern dieses Modells, nämlich L_0 , δ und Θ_0 abhängt. Mit diesen Parametern sind die theoretische und die experimentelle Winkelverteilung anzupassen. Den Einfluß der Parameter auf die Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes zeigen Fig. 6 a, 6 b und 7 a.

L_0 (r_0) bestimmt die Oszillationsfrequenz der Struktur.
 Θ_0 bestimmt die Steilheit der Winkelverteilung und
 δ bestimmt, ob die Oszillation mehr oder weniger ausgeprägt ist.

Fig. 7 b zeigt den Einfluß des übertragenen Drehimpulses l auf die Winkelverteilung. Man sieht deutlich, daß zwischen $l = 0$ und $l = 1$ gut unterschieden werden kann.

Grenzen der Anwendbarkeit des D-r'schen Diffraktionsmodells:
 Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für Transferreaktionen nach dem Dar'schen Diffraktionsmodell enthält eine Anzahl von Approximationen, die man in zwei Gruppen unterteilen kann. Zunächst Näherungen, die im Rahmen der DWBA-Rechnung erfolgen, zum anderen Näherungen, die das Diffraktionsmodell fordert.

a) DWBA-Näherungen

keine Rumpfanregung,
 keine spinabhängigen Potentiale,
 keine Austauschterme (da keine Antisymmetrisierung),
 keine Rückstoßterme (um das mehrdimensionale Integral faktorisieren zu können).

b) Diffraktionsmodell-Näherungen

$Q \ll E$ der Q -Wert soll klein sein im Verhältnis zur
Einschußenergie (damit Reaktion als quasi-
elastischer Prozeß behandelt werden kann,
auch wichtig zur F_{Li} -Berechnung).

$\eta > 1$ der Sommerfeldparameter muß größer 1 sein, damit
eine semiklassische Beschreibung gerechtfertigt
ist.

$l \ll L_0$ der übertragene Bahndrehimpuls muß klein sein ge-
gen L_0 , damit ein geschlossener Ausdruck für das
Überlappintegral angegeben werden kann.

Diese Näherungen begrenzen zunächst die Anwendbarkeit der Theorie, sind aber darüber hinaus der Grund dafür, daß die Theorie nicht in der Lage ist, den Absolutwert des Wirkungsquerschnitts auszurechnen. Diese Tatsache entspricht folgender, schon bei DWBA-Analysen für Reaktionen mit leichten Teilchen gemachten Erfahrung: Jede Näherung beeinflusst den absoluten Wirkungsquerschnitt sehr stark, während die Form der Winkelverteilung, die die Information über den transferrierten Bahndrehimpuls enthält, kaum beeinflusst wird. Beim Dar'schen Modell verhindern die zur Berechnung des Formfaktors F_{Li} und des Überlappintegrals $T_{L\mu}$ gemachten Approximationen die Angabe des absoluten Wertes beider Größen. Das bedeutet aber auch, daß man nach dem Anpassen an experimentelle Daten keine spektroskopischen Faktoren extrahieren kann, die die Wahrscheinlichkeit angeben, mit der das transferierte Teilchen in einer Schale des Targetkerns eingebaut wird. Eine absolute spektroskopische Information kann man aus Transferreaktionen erst dann gewinnen, wenn die Größen F_{Li} und $T_{L\mu}$ absolut angegeben werden können. Dies könnte für ganz spezielle Reaktionen möglich sein, bei denen identische Eingangs- und Ausgangskanäle ¹⁵⁾ existieren und zusätzlich starke Absorption vorliegt. Identische Kanäle bedeutet, daß das Überlappintegral die beiden gleichen Streuwellenfunktionen enthält, starke Absorption

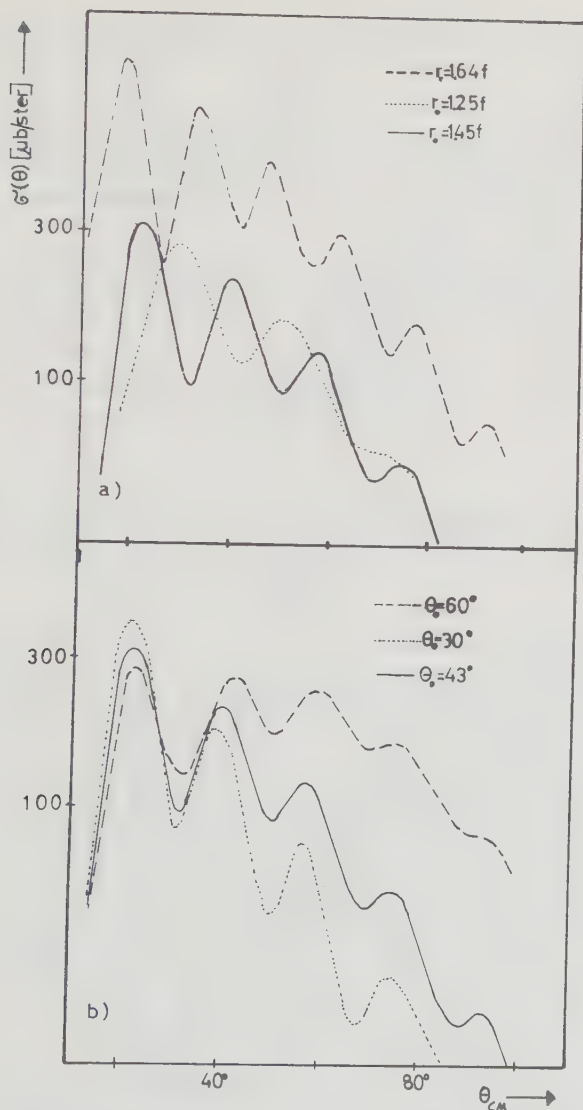


Fig. 6 a, b: Änderung der theoretischen Winkelverteilung bei Variation der Parameter r_0 , bzw. L_0 und θ_0 . Die in den Darstellungen nicht genannten Parameter wurden festgehalten. Die ausgezogene Kurve ist der beste Fit für die Reaktion $B^{10}(O^{16}N^{14})C^{12}$ bei $E_{\text{Lab}} = 32.5\text{ MeV}$.

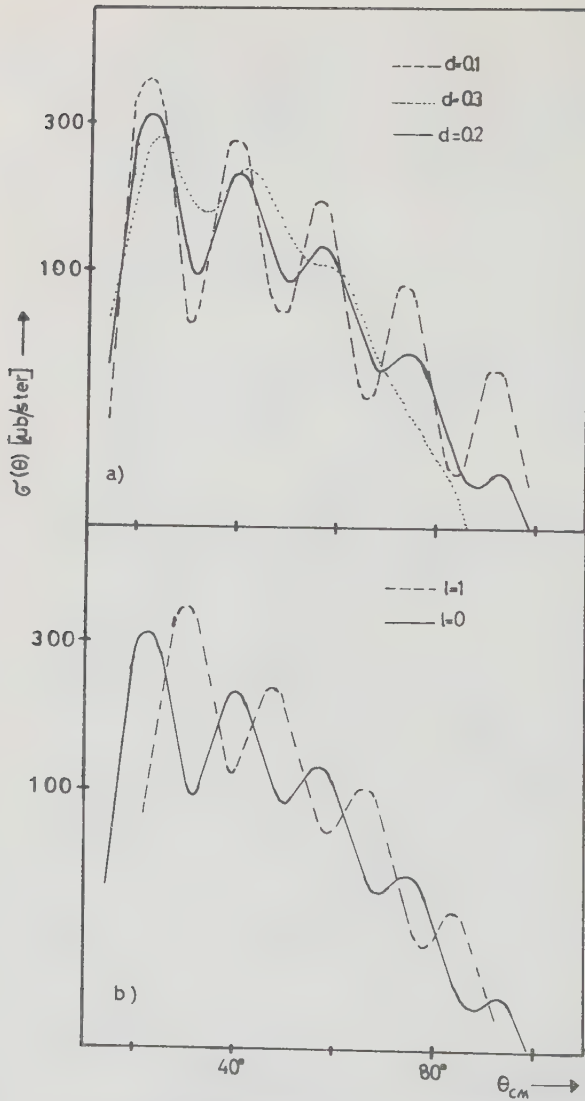


Fig. 7 a: Änderung der theoretischen Winkelverteilung bei Variation des Parameters d , bzw. δ .

Fig. 7 b: Änderung der theoretischen Winkelverteilung bei Variation von l .

ist genau die physikalische Situation, die das Diffraktionsmodell fordert.

Wenn man die gemessene Winkelverteilung einer Transferreaktion mit der Dar'schen Theorie fitten kann, so lassen sich folgende Aussagen machen:

- a) das Reaktionsmodell hat seine Berechtigung
- b) aus den Parametern des besten Fits kann man den Kernradiusparameter r_0 und die Diffusenness d der Kernoberfläche bestimmen.
- c) bei einer oszillierenden Winkelverteilung läßt sich der übertragene Bahndrehimpuls angeben.

3. BESCHREIBUNG DER EXPERIMENTELLEN METHODEN

3. 1 Grundsätzliche Bemerkungen

Die Untersuchungen von Kernreaktionen mit schweren Ionen als Geschosse bringen erheblich größere experimentelle Schwierigkeiten mit sich als Experimente der gleichen Art mit leichten Teilchen. Das hat folgende Gründe:

- a) Aufgrund der Vielzahl von Reaktionsprodukten, die im Grundzustand und in angeregten Zuständen auftreten können, ist eine Identifizierung der einzelnen Teilchenarten erforderlich. Teilchenidentifizierung (Bestimmung von Ladung und Masse) bedeutet, daß man zwei für das Teilchen spezifische Größen kennen muß, z. B. den Energieverlust und die Restenergie bei einer $\Delta E/\Delta x - E$ Analyse oder aber Flugzeit und Energie bei einer Analyse mit gepulstem Schwerionenstrahl ¹⁶⁾.
- b) Wegen der großen Masse des Geschosses erhält der Schwerpunkt der Reaktionsmassen im Eingangskanal eine Laborgeschwindigkeit, die meist größer ist als die Schwerpunkts- geschwindigkeit der Reaktionsprodukte. Das bedeutet, daß die Reaktions-

produkte nur in einen kleinen Laborwinkelbereich emittiert werden. Das wiederum heißt, daß für die Reaktionsprodukte die kinematischen Energieänderungen mit dem Winkel sehr groß sind. Ein typischer Wert für die Energieänderung bei einem 1° -Schritt ist 0.5 MeV. Aus diesem Grunde darf der Detektor nur einen kleinen linearen Öffnungswinkel aufweisen, d. h. daß nur sehr kleine Raumwinkel zulässig sind.

- c) Der gegenüber leichten Teilchen wesentlich höhere Energieverlust der Schwerionen in Materie und die größere Energieverschmierung durch Straggling bedingen, daß nur wenig Materie in den Strahlengang gebracht werden kann.
- d) Die mit einer bestimmten Ladungskomponente beschleunigten Schwerionen zeigen nach dem Durchgang durch das Target eine Ladungsverteilung, die im wesentlichen eine Funktion der jeweiligen Geschwindigkeit ist. Diese Tatsache bringt Schwierigkeiten für die Normierung mit sich.

3. 2 Teilchenidentifikation mit einem Schwerionenteleskop

Zur Teilchenidentifikation wurde eine $\Delta E/\Delta x - E$ Analyse vorgenommen. An das verwendete Teleskop muß man folgende Bedingungen stellen:

- a) Aufgrund der Beziehung $\Delta E/\Delta x \propto M Z_{\text{eff}}^2$, wobei M die Masse, Z_{eff} die effektive Ladung, E die Energie des nachzuweisenden Schwerions und Δx die empfindliche Zählerdicke ist, sollte der Energieverlust-Zähler eine Trennung der Teilchenmassen, auf jeden Fall aber eine Trennung von Teilchen mit verschiedenem Z ermöglichen.
- b) Der Energiezähler sollte in der Lage sein, die Restenergie der Reaktionsprodukte mit genügend guter Auflösung zu spektroskopieren.

Fig. 8 zeigt eine Skizze des verwendeten Schwerionenteleskops.

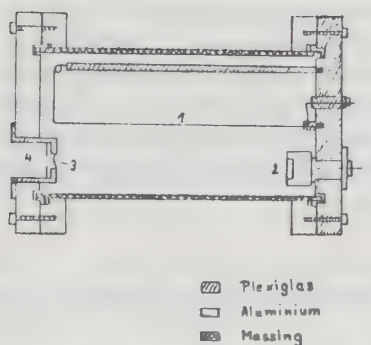


Fig. 8: Im Experiment verwendetes Schwerionenteleskop,
Maßstab 1 : 2.

1 = Zählrohr, 2 = Diode, 3 = Eintrittsfenster, 4 = Blende.

$\Delta E/\Delta x$ -Zähler:

Der $\Delta E/\Delta x$ -Zähler ist ein Proportionalzählrohr, das mit einem Argon (90 %) - Methan (10 %) - Gemisch ⁺⁾ im Durchflußbetrieb arbeitet. Der Zählrohrdruck - typische Drucke sind 40 - 80 Torr - wird durch einen im Durchflußsystem installierten Cartesianischen Manostat ⁺⁺⁾ auf etwa ein halbes Torr konstant gehalten. Sehr günstig für die Druckstabilisierung erwies sich die Klimatisierung des Durchflußsystems. Das Eintrittsfenster besteht aus Mowital ⁺⁺⁺⁾,

⁺⁾ Firma Deutsche Edelgas

⁺⁺⁾ Firma Edwards

⁺⁺⁺⁾ Firma Wacker Chemie

ist etwa $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dick und hält Drucken bis zu 200 Torr Stand. Um einen möglichst homogenen Feldverlauf zu gewährleisten, ist der Zähl draht, der auf einer Spezialhalterung sitzt, axial ausgespannt, während der Einschub exaxial erfolgt. Beide Endflansche sind mit HVEC 2 Zoll Flanschverbindungen auf das 2 Zoll Rohr gesetzt. Das Δ E-Auflösungsvermögen dieses Zählrohrs wurde durch elastische Streuung von fünffachgeladenen Sauerstoffionen von 30 MeV an einem dünnen Goldtarget bestimmt. Dabei ergaben sich folgende Werte:

Druck	Zählrohrspannung	Δ E-Auflösung	E-Auflösung
40 Torr	500 Volt	4.0 %	1.2 %
50 Torr	460 Volt	3.6 %	2.0 %
60 Torr	450 Volt	3.0 %	2.2 %

E-Zähler:

Als Restenergiedetektoren wurden Siliziumoberflächengrenzschichtzähler ^{+) aus $8 \text{ k}\Omega\text{cm}$, bzw. $500 \Omega\text{cm}$ N-Silizium mit einer empfindlichen Zone von 500μ , bzw. 110μ verwendet. Die Dioden waren bis 150 Volt, bzw. 80 Volt spannungsfest und zeigten ein Auflösungsvermögen von $< 30 \text{ keV}$ für 6 MeV α -Teilchen. Das Auflösungsvermögen für Schwerionen (Bor bis Sauerstoff) betrug etwa 1 %. Dieses schlechtere Auflösungsvermögen für Schwerionen ist auf Rekombinationseffekte zurückzuführen, die offenbar selbst bei der niederohmigen Diode noch eine Rolle spielen.}

Das relative Massenauflösungsvermögen des Teleskops betrug 9 % für Betriebsdaten, bei denen die Diode ein Energieauflösungsvermögen von etwas mehr als 1 % zeigte. Unter diesen Bedingungen konnten Borisotope getrennt werden.

^{+) Firma Ortec und Firma Nucletron}

3. 3 Die Streukammer

Die Messung der Winkelverteilung wurde in einer Streukammer der Firma Ortec durchgeführt. Diese Streukammer besitzt einen Target-revolver mit 8 Targetstäben, mit dem man Targetwechsel bei Endvakuum vornehmen kann. Vor der Streukammer befinden sich im Strahlrohr zwei Blendschieber, die je drei Blendeneinsätze enthalten. An dem drehbaren Deckel der Streukammer konnte das Teleskop befestigt werden.

3. 4 Analysieren und Auswerten der Messungen

Zur zweidimensionalen Analyse wurde der ADC der PDP7-Rechenmaschine des Physikalischen Instituts im On-Line-Betrieb verwendet. Ein bereits vorhandenes Rechenprogramm regelt das Einsortieren in eine Matrix mit 4000 Speicherplätzen.

Wenn man die ΔE - und E-Impulse des Teleskops in eine zweidimensionale Matrix speichert, so liegen aufgrund der Beziehung $\Delta E / \Delta x \cdot E \propto MZ_{\text{eff}}^2$ die Reaktionsprodukte auf hyperbelähnlichen Kurvenscharen. Es handelt sich nicht um Hyperbeln, da Z_{eff} keine Konstante ist, sondern von der jeweiligen Ionengeschwindigkeit abhängt. Die Hyperbelähnlichkeit ist aber einigermaßen erfüllt, wenn man den niederenergetischen Teil des Spektrums vergißt. Dann ist die Krümmung der hyperbelartigen Kurvenscharen meist sogar so gering, daß sie durch Geraden approximiert werden können. Diesen Sachverhalt nutzt ein weiteres Programm ⁺⁾ aus, welches durch eine lineare Transformation die zunächst schrägen Geraden in Geraden transformiert, die annähernd horizontal in der Matrix verlaufen.

⁺⁾ Von Herrn Dr. Trebst freundlicherweise für unsere Gruppe geschrieben.

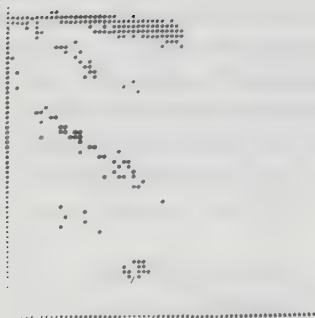


Fig. 9: ΔE -E Spektrum mit
nichttransformierten Geraden
Abszisse = E,
Ordinate = ΔE .

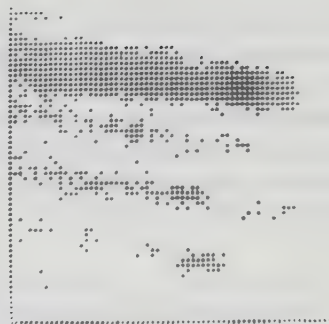


Fig. 10: ΔE -E Spektrum mit
transformierten Geraden.

Fig. 9 und 10 zeigen ΔE -E Spektren mit schrägen, bzw. transformierten Geraden.

Zunächst wurde in eine 64 x 64-Matrix eingezählt. Es erwies sich jedoch als wünschenswert, die Kanalzahl der E-Achse zu erweitern ohne die Kanalzahl der ΔE -Achse zu beschneiden. Das läßt sich wegen der beschränkten Speicherplatzzahl folgendermaßen erreichen:

Jede horizontale Gerade in der 64 x 64-Matrix wird innerhalb eines wählbaren ΔE Bereiches zu einer Linie aufsummiert. Auch die Leerräume zwischen den Geraden werden jeweils zu einer Linie zusammengefaßt. Dadurch wird Speicherplatz gewonnen, der es ermöglicht, die E-Achse auf 256 Kanäle auszudehnen. Weiterhin gestattet dieses Programm die Einzellinien während des Analysiervorganges am Oszillographenschirm sichtbar zu machen (siehe Fig. 11 und 12) und die Daten auf Magnetband zu speichern.

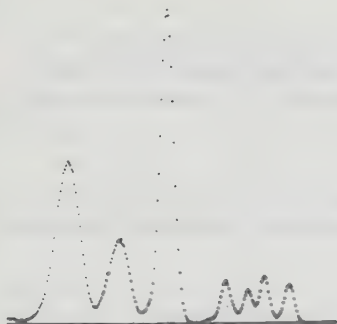


Fig. 11: Oszillographenbild einer aufsummierten Einzellinie, Sauerstofflinie beim Beschuß von B^{10} mit O^{16} -Ionen.

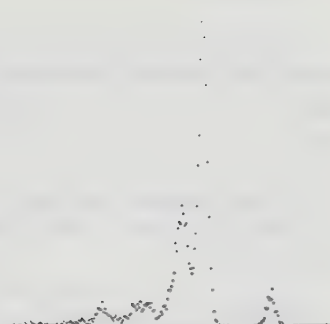


Fig. 12: Oszillographenbild einer aufsummierten Einzellinie, Kohlenstofflinie der Reaktion $B^{10} (O^{16} C^{12}) N^{14}$

Zur Auswertung werden die auf Magnetband gespeicherten Matrizen mit einem weiteren Programm so umgeordnet, daß die Einzellinien aus einer Matrix nacheinander auf dem Bildschirm aufgerufen werden können. Integration der einzelnen Peaks mit oder ohne Untergrund ist dann mit Hilfe des Lichtgriffels möglich. Bei sehr komplexen Spektren schreibt das Programm einen Zahlenstreifen des Spektrums mit spezifischen Werten wie Kanallage, Halbwertsbreite für die einzelnen Peaks aus. Ein solches Spektrum kann in einem weiteren Programm in Gaußkurven entfaltet werden.

3. 5 Elektronik

Mit Ausnahme der ladungsempfindlichen Tennelec-Vorverstärker besteht die gesamte Elektronik aus NIM-Bausteinen der Firma Ortec. Fig. 13 zeigt ein Blockschaltbild der verwendeten Elektronik.

Im ΔE -Zweig wurde eine Anordnung zur Unterdrückung von Pile-up verwendet, die sich speziell bei Messungen unter kleinen Winkeln gut bewährte.

3. 6 Der O^{16} -Strahl

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimente wurden an dem Erlanger Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger vom Typ EN der Firma HVEC durchgeführt. Er unterscheidet sich von anderen Maschinen des gleichen Typs durch zweimalige magnetische Strahlablenkung, die notwendig ist, da sich die Targeträume ein Stockwerk über dem Beschleuniger befinden.

Der Sauerstoffstrahl wurde in der Standard-Ionenquelle nach dem Umladeverfahren hergestellt (Luft in der Duoplasmatron-Ionenquelle, NH_3 im Anlagerungskanal). Die Stromstärke am Target betrug nach Ausblenden durch Strahlrohrblenden im Mittel 100 nA.

3. 7 Targets

Die verwendeten B^{10} Targets waren freitragend. Ausgangsmaterial zur Herstellung der Targets war zu 96,5 % mit B^{10} angereichertes Bor ⁺⁾ . Es wurde im Hochvakuum durch Beschuß mit einem Elektronen-

⁺⁾ von ORNL

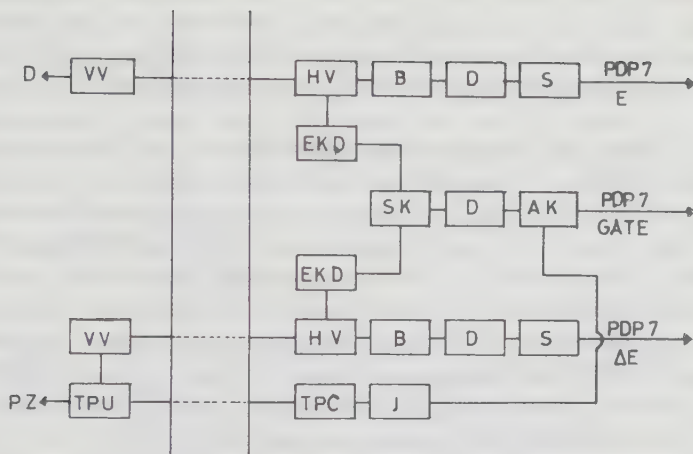


Fig. 13: Blockschaltbild der verwendeten Elektronik.

Die Abkürzungen bedeuten:

- D Diode
- PZ Zählrohr
- VV Vorverstärker
- HV Hauptverstärker
- B Schwellenverstärker
- D Verzögerungsbox
- S Pulsdehner
- EKD Einkanaldiskriminator
- SK Langsame Koinzidenz
- AK Antikoinzidenz
- TPU Time Pickoff Unit
- TPC Time Pickoff Control
- J Inspector

strahl aus einem Kohletiegel auf eine Glasplatte aufgedampft. Der B^{10} -Film wurde dann von der Glasplatte, die vor dem Bedampfen mit einer Betain-Zuckerlösung bestrichen worden war, in Wasser abgeschwemmt und mit Targeträhmchen aufgefangen.

Die Dicke der Targets wurde durch Messung des Energieverlustes von 8.78 MeV α -Teilchen des ThC-C' bestimmt. Die Targets waren etwa $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dick. Die Genauigkeit dieser Dickenmessung beträgt etwa 10 %. Von je einem Target jeder Aufdampfserie wurde der genaue Gehalt an schweren Verunreinigungsatomen durch Rutherfordstreuung von O^{16} -Ionen bestimmt. Diese Messung wurde mit einer Anordnung - bestehend aus Blende und Diode - vorgenommen, deren Raumwinkel durch elastische Streuung an einem Goldtarget bekannter Dicke überprüft worden war. Der O^{16} -Strahl wurde in einem vorgespannten Faraday-cup gemessen und mit einem Vidar-Stromintegrator integriert. Die vorliegende effektive Ladung des Sauerstoffstrahls wurde aus der Änderung des Stromwertes beim Rein- und Rausschwenken des Targets bestimmt. Eine derartige Analyse von Verunreinigungsatomen ist mit einem Fehler behaftet, der sich zusammensetzt aus den Fehlern bei der Bestimmung des Raumwinkels (2 %) und der Bestimmung der effektiven Ladung (10 %). Als schwere Verunreinigungen traten in jedem B^{10} -Target auf: Si, Ca, Fe, Ta. Daneben waren noch C (12 %) und O (6 %) im Target enthalten.

3. 8 Normierung

Die Normierung der Winkelverteilungen konnte nicht durch eine Messung des direkten Strahls im Faradaybecher erfolgen, da das Teleskop den Becher während der Messung fast im ganzen Winkelbereich abdeckte. Deshalb wurde die Winkelverteilung über die elastische Streuung an den Targetverunreinigungen normiert. Für den Winkelbereich von 20° bis 50° im Laborsystem konnte dazu die elastische Streuung an Ta, Fe, O^{16} und C^{12} verwendet werden, für kleinere Winkel, wo der Tantal- und Eisenpeak bereits zusammenfallen, nur noch die Streuung an O^{16} und C^{12} . In allen Fällen unterschieden sich die einzelnen Normierungen maximal

nur um wenige Prozent.

Da die quantitative Zusammensetzung des Targets bekannt war und somit auch das Verhältnis von B^{10} -Atomen zu den Verunreinigungsatomen, ergab sich damit auch gleichzeitig eine Möglichkeit, den absoluten Wirkungsquerschnitt zu bestimmen.

$$\sigma(\theta) = N_1(\theta) / \frac{N_2(\theta)}{\sigma_2(\theta) \cdot V}$$

$N_1(\theta)$ = Zählrate im Reaktionspeak

$N_2(\theta)$ = Zählrate im Verunreinigungspeak

$\sigma_2(\theta)$ = Wirkungsquerschnitt für die elastische
Streuung an der Targetverunreinigung

V = Verhältnis von Verunreinigungsatomen zu
Boratomen

Diese Art der Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnittes hat folgende Vorteile: Sie erfordert nicht die explizite Kenntnis des Teleskop-Raumwinkels, der effektiven Ladung und der Dicke des jeweiligen Targets.

Bei der beschriebenen Normierung gibt es zwei Typen von Fehlern, die einerseits die absolute Lage der gesamten Winkelverteilung im $\zeta(\theta) - \theta$ Koordinatensystem und andererseits deren Form beeinflussen. Zur ersten Gruppe gehören Fehler, die bei der Bestimmung der Target-, bzw. Verunreinigungsatome gemacht wurden, zur zweiten gehören statistische Fehler der Zählraten im Reaktions- und Normierpeak, Fehler bei der Bestimmung des Reaktionswinkels und Fehler, die durch den Energieverlust im Target bedingt sind. Bei den vorliegenden Winkelverteilungen wird der Fehler der relativen Normierung im wesentlichen durch den statistischen Fehler der Zählraten im Reaktionspeak (im Mittel 6 %) bestimmt. Der absolute Fehler, zu dem noch die Fehler bei der Bestimmung der Bor-, bzw. Verunreinigungsatome (je 10 %) kommen, liegt zwischen 15 und 20 %.

4. MESSERGEBNISSE UND IHRE DEUTUNG

Mit den im vorangehenden Teil beschriebenen experimentellen Methoden wurde mit den Projektilen O^{16} und N^{14} bei verschiedenen Energien an den Targetkernen Be^9 , B^{10} , B^{11} , C^{12} und F^{19} systematisch nach Transferreaktionen mit genügend großem Wirkungsquerschnitt und Diffraktionsstrukturen in der Winkelverteilung gesucht. Es zeigte sich, daß die Transferreaktionen $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$, bzw. $B^{10} (O^{16} C^{12}) N^{14}$ die gewünschten Bedingungen erfüllten.

Da gleichzeitig mit den beiden Transferreaktionen die elastischen Reaktionen gemessen werden sollten, wurde die Nachweisapparatur so eingestellt, daß die Massen von $A = 10$ bis $A = 16$ in der $E - \Delta E$ -Matrix analysiert wurden. Fig. 14 zeigt eine solche Matrix mit der Sauerstoff-, Stickstoff-, Kohlenstoff- und Borlinie.



Fig. 14: $E - \Delta E$ -Matrix mit Reaktionsprodukten, herrührend vom Beschuß von B^{10} mit O^{16} Ionen.

Fig. 15 gibt eine Zusammenstellung der Q -Werte für die Reaktionen, die man auf den einzelnen Linien der $E - \Delta E$ -Matrix von Fig. 14 erwartet.

Fig. 16 zeigt die geradegebogenen und aufsummierten Einzel-
linien aus einer $E - \Delta E$ Matrix für 32.5 MeV Einschußenergie.
Fig. 17, bzw. 18 zeigt die Einzellinien für 30.0 MeV, bzw.
26.0 MeV Einschußenergie.

In die einzelnen Spektren sind Teile der Niveauschemata der
Reaktionsprodukte eingezeichnet, um die Zuordnung der Peaks
zu den jeweiligen Niveaus zu erleichtern.

In den Sauerstoffspektren dominieren elastische Prozesse, ne-
ben denen Beiträge aus den in Fig. 15 erwähnten Transferreak-
tionen nicht zu erkennen sind. Die unterschiedliche Intensität
in den Peaks der schweren Verunreinigungen rührt daher, daß bei
der 30 MeV Messung ein Target aus einer anderen Serie als bei
den 32.5 und 26 MeV Messungen verwendet wurde.

Die Stickstoffspektren enthalten ausgeprägte N^{14} -Peaks aus der
Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$ und $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$ (4.43 MeV).
Der Wirkungsquerschnitt für den Fall, daß C^{12} im ersten ange-
regten Zustand von 4.33 MeV zurückbleibt, ist besonders groß.
Angedeutet - in der 26 MeV Messung sogar recht deutlich - ist
auch der Fall, daß N^{14} im ersten angeregten Zustand vorliegt.

Der niederenergetische Teil der Spektren enthält sehr verschmier-
te Strukturen, die auf die dichte Niveaufolge von N^{14} , bzw. auf
eine Überlagerung mit Beiträgen aus der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{13}) C^{13}$
zurückzuführen sind. Bei der 32.5 MeV Messung zeigt sich im
niederenergetischen Spektrumsteil noch ein Peak, der eindeutig
der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{15}) C^{11}$ zuzuordnen ist.

Die Kohlenstoffspektren enthalten jeweils zwei deutliche C^{12} -
Peaks aus der Reaktion $B^{10} (O^{16} C^{12}) N^{14}$ und
 $B^{10} (O^{16} C^{12} (4.43 \text{ MeV})) N^{14}$, wobei der Wirkungsquerschnitt für
den zweiten Fall größer ist.

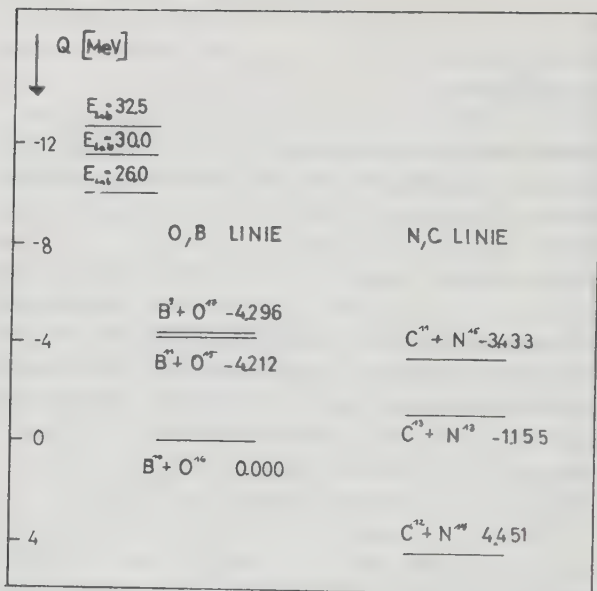


Fig. 15: Q-Werte der Reaktionsprodukte, die auf der Sauerstoff-, Stickstoff-, Kohlenstoff- und Borlinie liegen.

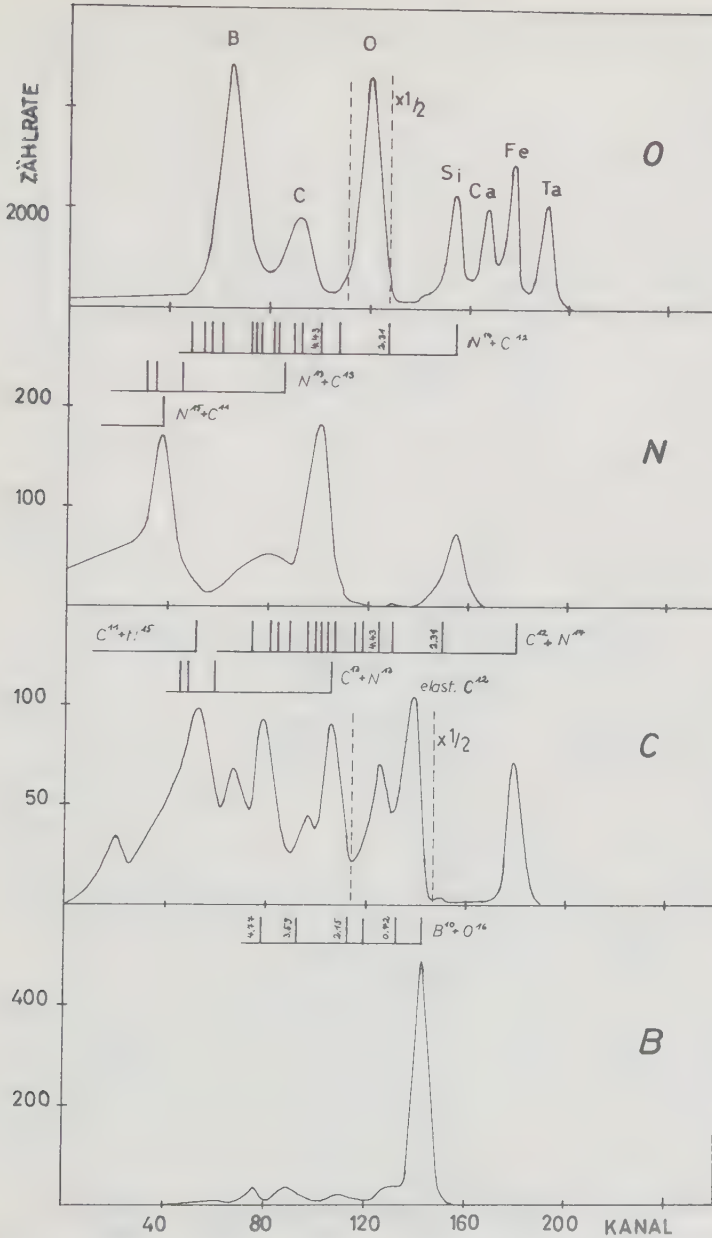


Fig. 16: Sauerstoff-, Stickstoff-, Kohlenstoff- und Borspektren aus einer E - ΔE -Matrix; $O^{16} \rightarrow B^{10}$, $E_{Lab} = 32.5$ MeV, $\Theta_{Lab} = 28^\circ$.

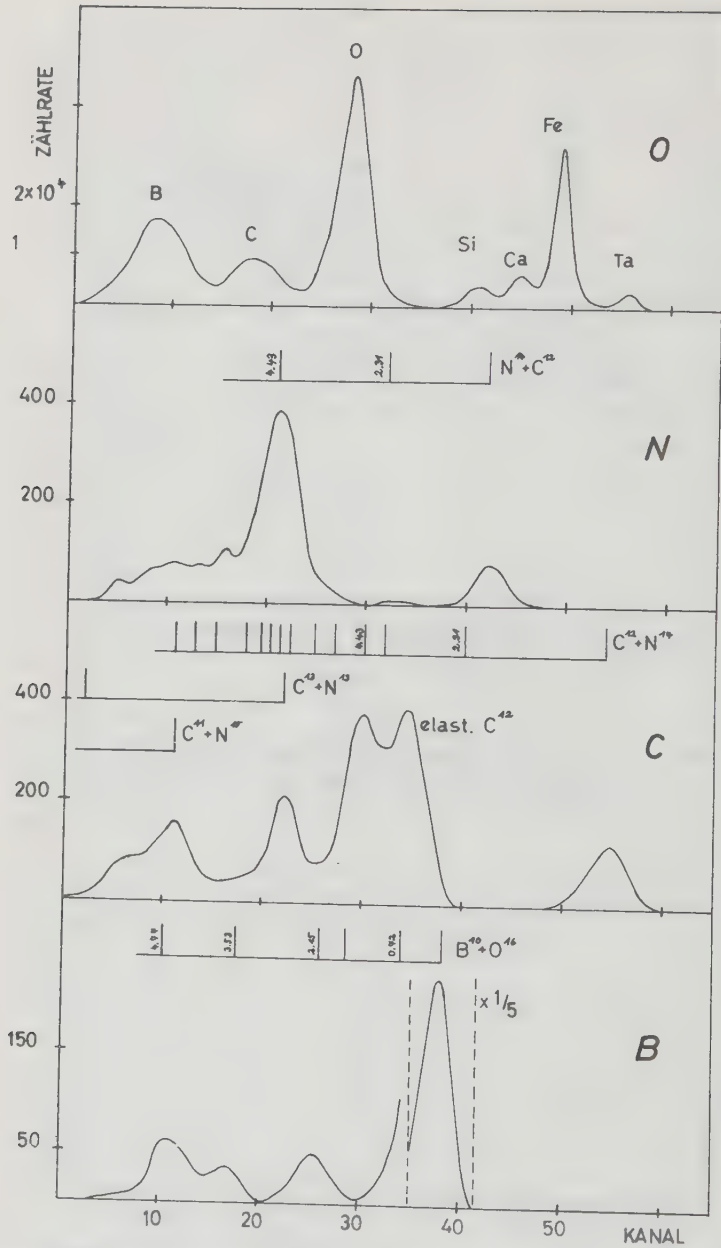


Fig. 17: Sauerstoff-, Stickstoff-, Kohlenstoff- und Borspektren aus einer $E - \Delta E$ Matrix; $O^{16} \rightarrow B^{10}$, $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$, $\theta_{\text{Lab}} = 28^\circ$.

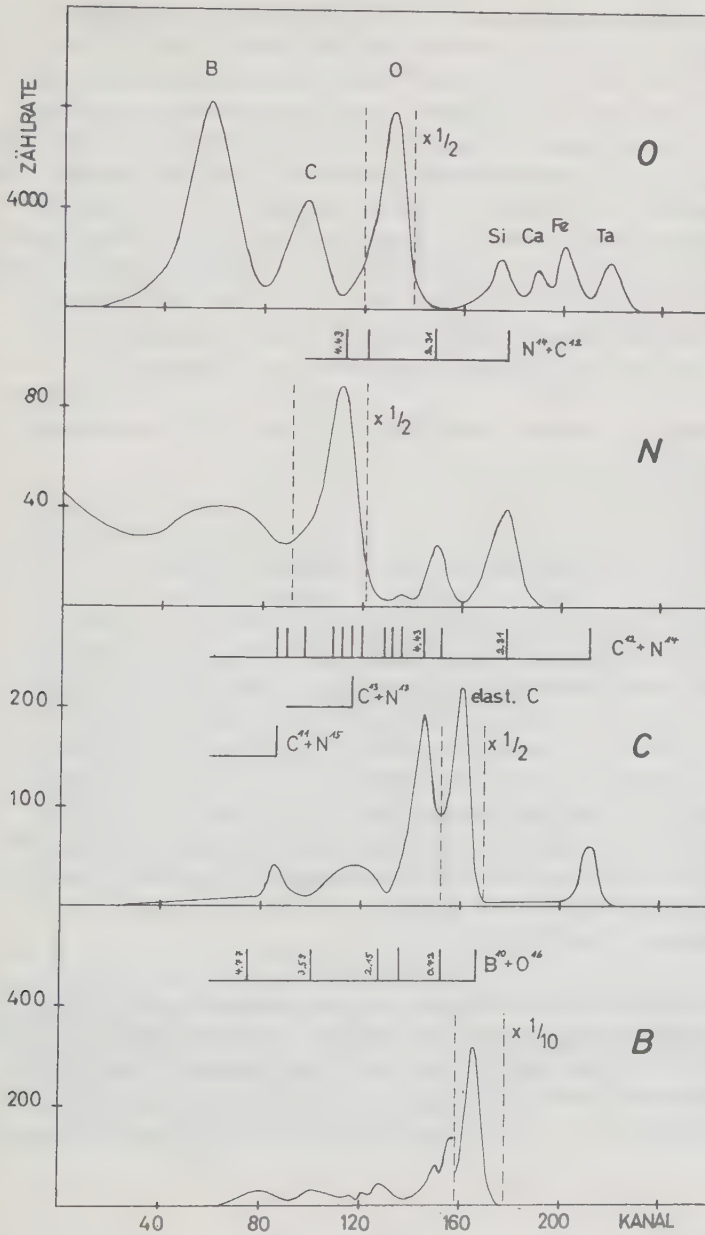


Fig. 18: Sauerstoff-, Stickstoff-, Kohlenstoff- und Borspektren aus einer E - Δ E Matrix; $O^{16} \rightarrow B^{10}$, $E_{Lab} = 26.0 \text{ MeV}$
 $\theta_{Lab} = 32^\circ$.

Der niederenergetische Teil der C^{12} -Spektren ist überlagert von den C^{13} , bzw. C^{11} Spektren der Reaktion $B^{10} (O^{16} C^{13}) N^{13}$, bzw. $B^{10} (O^{16} C^{11}) N^{15}$. Der C^{11} -Peak ist eindeutig identifizierbar, während beim C^{13} -Peak nicht ganz auszuschließen ist, daß es sich um einen C^{12} -Peak aus der Reaktion $B^{10} (O^{16} C^{12}) N^{14}$ in eines der dichtbeieinanderliegenden N^{14} -Niveaus handelt. Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen mit C^{11} , bzw. C^{13} im Ausgangskanal sind dabei - wie man im Vergleich mit den Stickstoffspektren sieht - kleiner als die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $B^{10} (O^{16} N^{15}) C^{11}$, bzw. $B^{10} (O^{16} N^{13}) C^{13}$. Das gesamte Kohlenstoffspektrum ist gestört durch das Spektrum der C^{12} -Rückstoßkerne aus den C^{12} -Targetverunreinigungen.

Die Borspektren zeigen ausschließlich Peaks der elastischen und inelastischen Streuung $B^{10} (O^{16} B^{10}) O^{16}$.

4. 1 Deutung der Kohlenstoff- und Stickstoffspektren

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, daß - dem allgemeinen Sprachgebrauch folgend - die Bezeichnung Deuterontransfer nicht ausdrücken soll, daß bei einer entsprechenden Reaktion, z. B. vom Typ $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$, ein Deuteron, d. h. ein gebundenes Proton-Neutron-Paar, vom Projektil zum Targetkern transferriert wird. Die Bezeichnung Deuterontransfer will lediglich zum Ausdruck bringen, daß es sich um eine direkte Reaktion handelt, und daß zwei Nukleonen vom Typ Proton und Neutron - seien sie nun untereinander gebunden oder ungebunden - transferriert werden. Die gleichen Bemerkungen gelten für den α -Transfer, t-Transfer usw.

Die Stickstoffspektren zeigen eine bevorzugte Besetzung des N^{14} Grundzustandes, eine noch stärkere Besetzung der ersten angeregten C^{12} Niveaus bei 4.43 MeV und eine verschwindend kleine Besetzung des ersten angeregten N^{14} Niveaus bei 2.31 MeV durch Deuterontransfer der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$. Zum Verständ-

nis dieses Befundes seien einige Eigenschaften der beteiligten Reaktionspartner zusammengestellt.

Kern	J^{π}	T	Schalenmodellkonfiguration
O^{16} (0.00)	0^+	0	$(1p_{1/2})^4$
B^{10} (0.00)	3^+	0	$(1p_{3/2})^{-2}$
C^{12} (0.00)	0^+	0	$(1p_{3/2})^8$
(4.43)	2^+	0	$(1p_{3/2})^{-1} (1p_{1/2})$
N^{14} (0.00)	1^+	0	$(1p_{1/2})^2$
(2.31)	0^+	1	$(1p_{1/2})^2$

Die selektive Besetzung des N^{14} Grundzustandes beim d-Transfer beruht demnach offenbar darauf, daß der Grundzustand des N^{14} -Tochterkerns bereits im O^{16} -Mutterkern "vorgefertigt" ist. Der Grund für den selektiven Einbau der beiden $p_{1/2}$ Nukleonen in den B^{10} Kern zum Grundzustand, bzw. 4.43 MeV Niveau des C^{12} könnte sein, daß der Bahndrehimpuls der Nukleonen in etwa beibehalten werden kann. Die Besetzung des 2.31 MeV Zustandes von N^{14} wird wegen der Isospinerhaltung stark unterdrückt. Daß dieser Übergang dennoch möglich ist, kann evtl. auf den Einfluß der Coulombkräfte, die bekanntlich den Isospin verletzen, auf diese Oberflächenreaktionen zurückgeführt werden. Alle anderen C^{12} und N^{14} Niveaus haben kompliziertere Strukturen¹⁷⁾ und werden daher schwächer besetzt.

Beim Protontransfer der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{15}) C^{11}$ wird der Grundzustand von N^{15} , von dem man weiß, daß er ein $(1p_{1/2})^{-1}$ Protonlochzustand in der abgeschlossenen Sauerstoffschale ist, bevorzugt besetzt. Diese selektive Besetzung des N^{15} Grundzustandes wurde bereits bei dem Protontransfer $B^{11} (O^{16} N^{15}) C^{12}$ ¹³⁾ und auch bei den Protonpickup-Reaktionen $O^{16} (d He^3) N^{15}$ ¹⁴⁾ und $O^{16} (t, \alpha) N^{15}$ ¹⁹⁾ beobachtet.

Die Kohlenstoffspektren zeigen ebenso wie die Stickstoffspektren eine bevorzugte Besetzung des 4.43 MeV C^{12} Niveaus durch α -Transfer, eine schwächere Besetzung des C^{12} Grundzustandes und eine verschwindende Besetzung des 2.31 MeV N^{14} Zustandes.

Dieses Ergebnis kann wieder mit Schalenmodellvorstellungen erklärt werden. Einfacher wird die Erklärung jedoch mit Hilfe des Kollektivmodells, demzufolge der O^{16} Grundzustand eine Beimischung aus C^{12} (4.43 MeV) + α -Teilchen mit relativem Bahndrehimpuls 2 enthält ²⁰⁾. Beim Transfer des α -Teilchens bleibt bei einer solchen Konfiguration der C^{12} Kern im angeregten Zustand zurück. Diese selektive Besetzung des 1. angeregten C^{12} Niveaus durch α -Transfer wurde experimentell bereits gefunden ¹³⁾.

Die Besetzung höherliegender Niveaus ist wegen der komplizierten Kernstrukturen wieder schwächer, außerdem sind alle C^{12} -Niveaus oberhalb 4.43 MeV α -instabil.

Die Betrachtungen dieses Abschnittes haben ein typisches Merkmal für Transferreaktionen aufgezeigt: Transferreaktionen zeigen eine starke Selektivität bei der Besetzung von Kernniveaus. Diese selektive Besetzung ist ein Hinweis dafür, daß es sich um eine direkte Reaktion handelt und nicht um eine Compoundreaktion. Die selektive Besetzung bietet weiterhin eine Möglichkeit, die Vorstellungen zu überprüfen, die man sich von der Kernstruktur der beteiligten Kerne aufgrund von Kernmodellen machen kann. Im vorliegenden Fall erweisen sich Schalenmodellvorstellungen und Kollektivmodellvorstellungen als richtig.

Die Kohlenstoff- und Stickstoffspektren bestätigen im übrigen, daß die Wahrscheinlichkeit für einen Transferprozess umso kleiner wird, je komplizierter das zu transferierende Teilchen ist ⁵⁾. Im vorliegenden Fall sind die Wirkungsquerschnitte für Proton- und Deuterontransfer merklich höher als für t^- , He^3 - und He^5 -Transfer.

4. 2 Die Winkelverteilungen

Bei den drei Einschüßenergien von 26.0 MeV, 30.0 MeV und 32.5 MeV wurden Winkelverteilungen des Deuteron- und Alphatransfers in den Grundzustand beider Endkerne gemessen. Weiterhin wurde bei 32.5 MeV und 30.0 MeV eine Winkelverteilung des Deuterontransfers in den ersten angeregten C^{12} Zustand und bei 32.5 MeV eine Winkelverteilung des Protontransfers B^{10} (O^{16} N^{15}) C^{11} gemessen. Alle drei Energien liegen über dem Coulombwall von 21 MeV (Labor-system, $r_0 = 1.5$ f). Die Winkelverteilungen wurden in 2° Schritten zwischen Laborwinkeln von etwa 10° bis 44° aufgenommen. Messungen unter noch größeren Laborwinkeln sind wegen der zu geringen Energie der Reaktionsprodukte unmöglich. Für jeden Winkel erhält man nach dem geschilderten Analysierverfahren einen Satz von vier Spektren von Sauerstoff, Stickstoff, Kohlenstoff und Bor (wie in Fig. 16 bis 18). Dem Laborwinkelbereich von 10° bis 44° entspricht ein Schwerpunktswinkelbereich von etwa 20° bis 90° . Zur Fortsetzung der Winkelverteilung nach größeren Schwerpunkts-winkeln hin bedient man sich eines für derartige Experimente spezifischen Verfahrens: Man mißt die zur jeweiligen Reaktion gehörigen Rückstoßkerne unter kleinen Laborwinkeln und hat damit Meßpunkte für das in den Reaktionskanal gestreute Teilchen bei großen Schwerpunktswinkeln. Im vorliegenden Fall wurden z. B. beim Deuteron-Transfer die Meßpunkte des C^{12} Rückstoßkerns zur Fortsetzung der Winkelverteilung verwendet. Auf diese Art würde man eine wahre Verteilung über den gesamten Schwerpunktswinkelbereich erhalten, wenn nicht die konkurrierende Reaktion - z. B. der α -Transfer im Falle des Deuterontransfers - genau den gleichen Kern liefert, der als Rückstoßkern zur Fortsetzung der Winkelverteilung verwendet wird. Es läßt sich - wieder am Beispiel des d-Transfers - nicht feststellen, ob das nachgewiesene C^{12} -Ion der Rückstoßkern des d-Transfers ist oder aber beim α -Transfer entstanden ist. Die unter kleinen Winkeln gemessenen C^{12} Ionen, die zur Fortsetzung der d-Transfer-Winkelverteilungen verwendet werden, gehören aber fast ausschließlich zum α -Transfer, der ja ebenfalls eine direkte Reaktion ist.

Man kann eine so gemessene Winkelverteilung in etwa folgendermaßen kommentieren: Die Winkelverteilung gibt bei Vorwärtswinkeln die wahren Verhältnisse für die Reaktion wieder, für Rückwärtswinkel die wahren Verhältnisse für die konkurrierende Reaktion. Dazwischen liegt ein Winkelbereich, bei dem die Winkelverteilung mehr oder weniger durch Interferenz von Beiträgen beider Reaktionen bestimmt wird, je nachdem in welchem Verhältnis die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Reaktionen zueinander stehen. Ein eventueller Compoundbeitrag zur Winkelverteilung kann vernachlässigt werden, da bei den verwendeten Einschüßenergien der Compoundkern in derart hochangeregten Niveaus entsteht, daß die Vielzahl der offenen Kanäle den Wirkungsquerschnitt für einen speziellen Kanal sehr klein werden läßt.

Die Fig. 19, 20 und 21 zeigen die experimentellen Winkelverteilungen für den Deuteron- und Alphatransfer des Grundzustandsübergangs der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$ bei den Einschüßenergien 32.5 MeV, 30.0 MeV und 26.0 MeV. Die eingezeichneten Fehlerbalken beziehen sich ausschließlich auf den statistischen Fehler.

Alle drei Winkelverteilungen zeigen jeweils einen starken Anstieg in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Der in Vorwärtsrichtung ansteigende Ast gehört zum d-Transfer, der in Rückwärtsrichtung ansteigende zum α -Transfer. Die Stärke des Anstiegs nimmt mit wachsender Einschüßenergie zu. Außerdem zeigen die Winkelverteilungen Oszillationen, die mit zunehmender Einschüßenergie häufiger werden und deren Maxima sich mit zunehmender Energie zu kleineren Winkeln hin verschieben (siehe Fig. 22).

Diese experimentellen Befunde, nämlich steilerer Anstieg zu Vorwärtswinkeln mit zunehmender Einschüßenergie und häufigere und zu kleineren Winkeln hin verschobene Oszillationen werden vom Dar'schen Diffraktionsmodell gefordert.

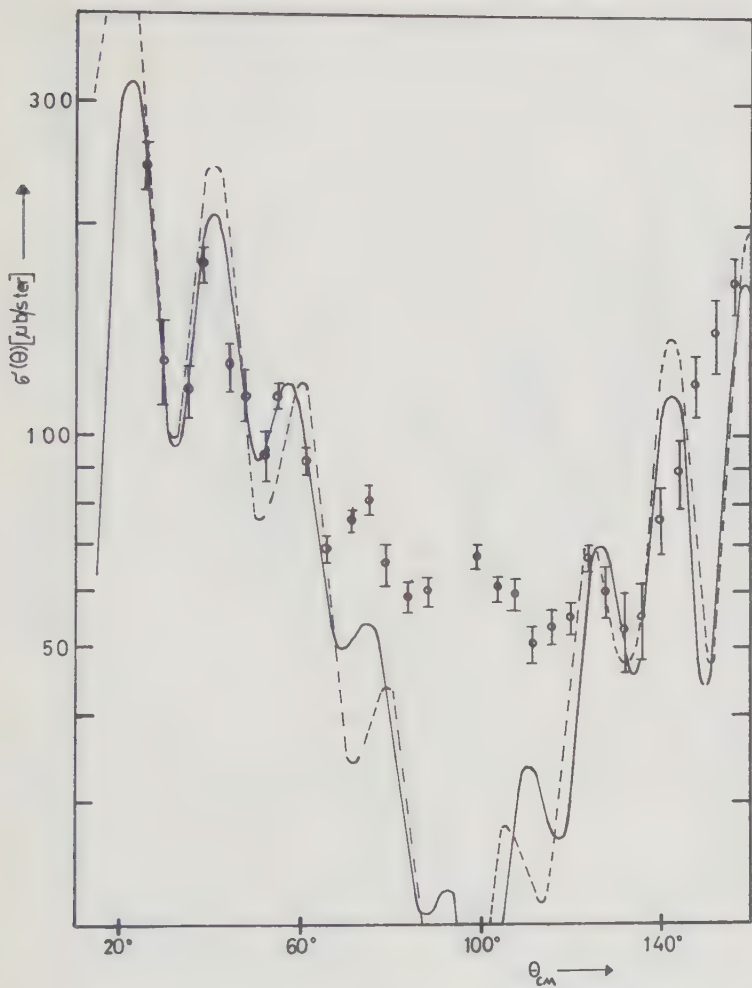


Fig. 19: Winkelverteilung der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$ bei $E_{Lab} = 32.5$ MeV. Die ausgezogenen bzw. gestrichelten Kurven sind mit dem Dar'schen Modell gerechnete Winkelverteilungen für $l = 0$, bzw. $l = 2$.

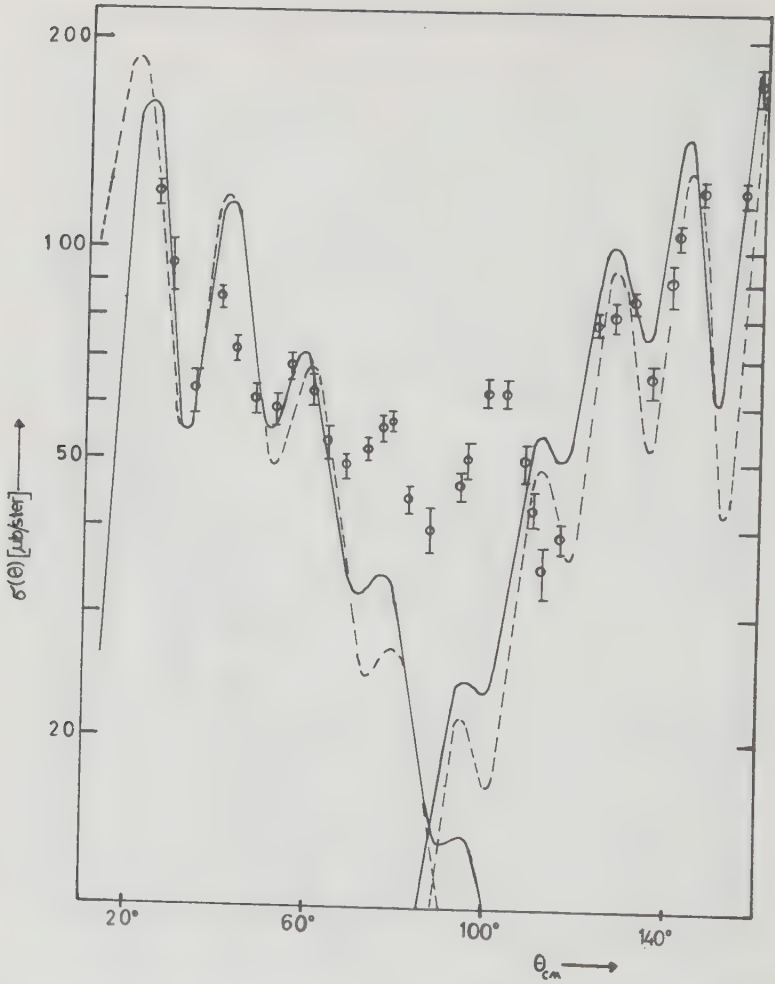


Fig. 20: Winkelverteilung der Reaktion $\text{B}^{10} (\text{O}^{16} \text{N}^{14}) \text{C}^{12}$ bei $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$. Die ausgezogenen bzw. gestrichelten Kurven sind mit dem Dar'schen Modell gerechnete Winkelverteilungen für $l = 0$, bzw. $l = 2$.

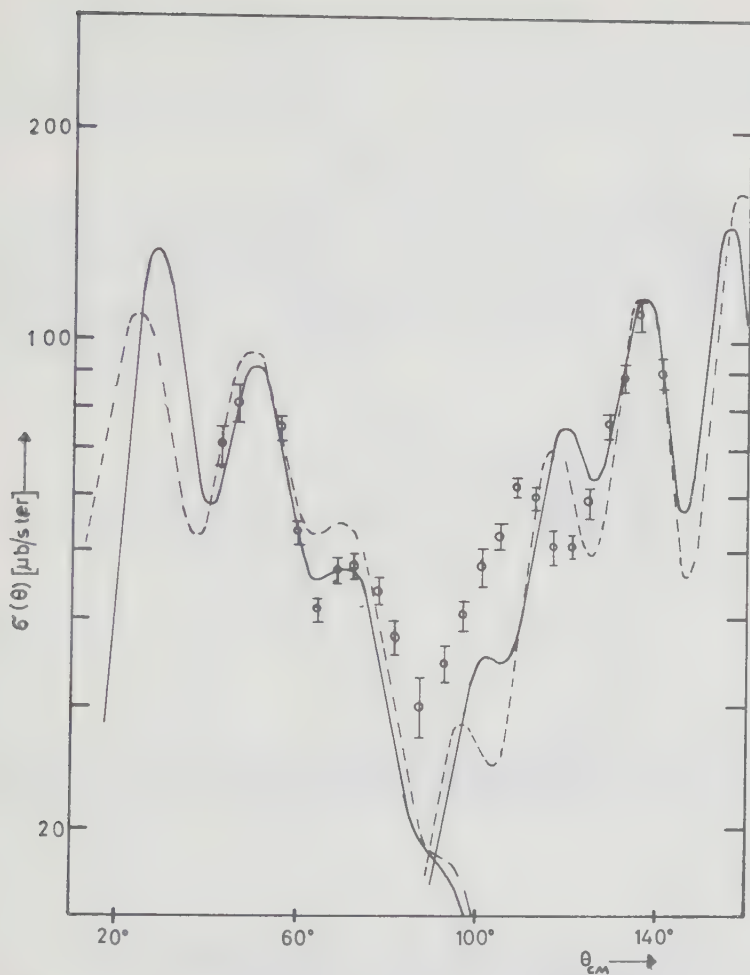


Fig. 21: Winkelverteilung der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$ bei $E_{\text{Lab}} = 26.0 \text{ MeV}$. Die ausgezogenen bzw. gestrichelten Kurvensind mit dem Dar'schen Modell gerechnete Winkelverteilungen für $l = 0$, bzw. $l = 2$.

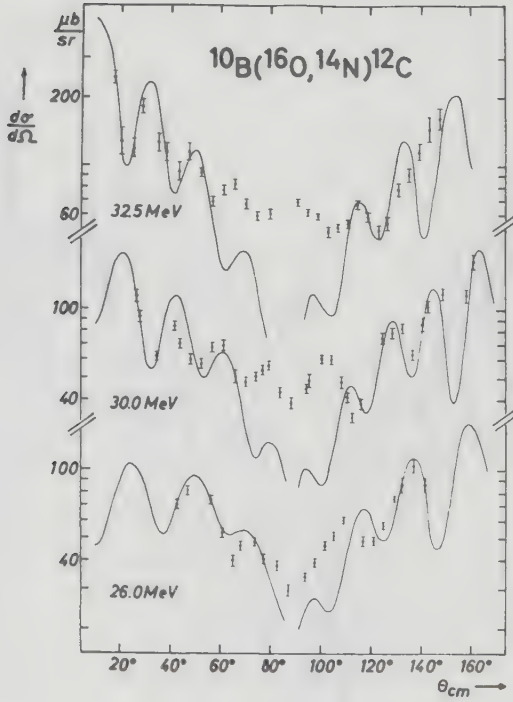
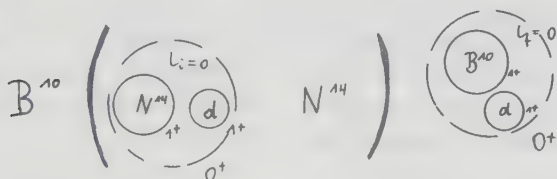


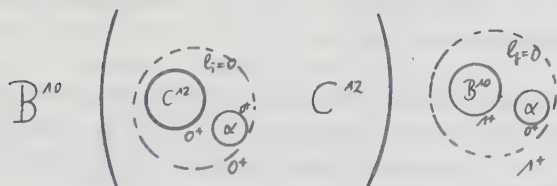
Fig. 22: Winkelverteilung der Reaktion $\text{B}^{10}(\text{O}^{16}, \text{N}^{14})\text{C}^{12}$ bei $E(\text{O}^{16}) = 32.5, 30.0$ und 26.0 MeV. Die durchgezogenen Kurven sind Rechnungen mit dem Dar-Mo-Modell für $l = 2$.

In die Fig. 19 bis 21 ist jeweils der beste Fit der experimentellen Werte mit der nach der Theorie von Dar gerechneten Winkelverteilung eingezeichnet. Für die ausgezogene Kurve wurde als übertragener Bahndrehimpuls $l = 0$, für die unterbrochene Kurve $l = 2$ angenommen.

Der Wahl von $l = 0$ für den Deuteron-Transfer liegt die Clustermodellvorstellung zugrunde, daß das transferrierte Deuteron im Eingangskanal zusammen mit dem N^{14} -Kern den relativen Bahndrehimpuls $l_i = 0$ besitzt und im Ausgangskanal mit einem Spin 1 Zustand des B^{10} und dem relativen Bahndrehimpuls $l_f = 0$ den C^{12} Grundzustand bildet ²³⁾.



Für den α -Transfer läßt sich die Reaktion nach Clustermodellvorstellungen ²³⁾ in folgender symbolischer Form schreiben:



Für den transferrierten Bahndrehimpuls erhält man ebenfalls den Wert $l = 0$, wenn man annimmt, daß im Ausgangskanal Rumpfanregung vorliegt. Eine Abschätzung für den vorliegenden Fall ergibt, daß die Wechselwirkungszeit sehr kurz und die Wechselwirkungsenergie größer als die Anregungsenergie ist.

Der Wahl von $l = 2$ liegt die Annahme zugrunde, daß im Ausgangskanal das Deuteron, bzw. das α -Teilchen mit dem relativen Bahndrehimpuls $l_f = 2$ an den 3^+ Grundzustand des B^{10} gekoppelt ist. Die Konfiguration ist ebenfalls im Rahmen der Clustermodellvorstellung möglich.

Vergleicht man die experimentellen Kurven mit den theoretischen Kurven für $l = 0$, bzw. $l = 2$, so scheinen für den d-Transfer die Kurven mit $l = 0$ und für den α -Transfer die mit $l = 2$ dem experimentellen Kurvenverlauf besser zu folgen. Die Unterschiede sind jedoch so minimal, daß eine wirkliche Entscheidung zugunsten eines l -Wertes nicht gefällt werden kann.

Die bei den Fits verwendeten Parameter sind für $l = 0$ in Tabelle 1 und für $l = 2$ in Tabelle 2 aufgeführt.

Der Deuterontransfer wurde bei den drei Einschußenergien mit in etwa den gleichen Kernradiusparametern r_0 angepaßt. Zur Anpassung des α -Transfers war es nötig, den Wert von r_0 zwischen 1.45 und 1.6 f zu variieren. Bei den r_0 -Werten fällt auf, daß sie größer sind als gewöhnlich angegebene Kernradiusparameter. Das kann daher rühren, daß für die relativ leichten Massen der Reaktionspartner dieser Transferreaktion keine rotationssymmetrische, gleichförmige Massenverteilung angenommen werden darf, speziell nicht bei einer Verlötung derartiger Massen. Es kann aber auch dadurch bedingt sein, daß der Lokalisation im L-Raum keineswegs eine Lokalisation im R-Raum entsprechen muß²¹⁾. Wenn dies der Fall ist, dann muß r_0 durchaus nicht mehr ein Maßstabsfaktor für die Kerndimensionen sein.

Transfer	E_{Lab} [MeV]	r_0 [f]	L_0	d [f]	δ	θ_0 [Grad]
d	26.0	1.47	7.07	0.2	0.46	50
	30.0	1.50	8.83	0.2	0.45	47
	32.5	1.45	9.07	0.2	0.46	43
α	26.0	1.60	8.43	0.2	0.44	50
	30.0	1.60	9.88	0.2	0.45	47
	32.5	1.50	9.61	0.16	0.37	42

Tabelle 1: Parameter und abgeleitete Größen für die Anpassung der experimentellen Winkelverteilungen der Grundzustandsübergänge des d-, bzw. α -Transfers an die Dar'sche Theorie. $l = 0$.

Transfer	E_{Lab} [MeV]	r_0 [f]	L_0	d [f]	δ	θ_0 [Grad]
d	26.0	1.45	6.85	0.25	0.58	55
	30.0	1.45	8.29	0.22	0.51	47
	32.5	1.40	8.52	0.20	0.47	40
α	26.0	1.55	7.92	0.2	0.45	50
	30.0	1.60	9.88	0.2	0.45	47
	32.5	1.45	9.07	0.2	0.46	42

Tabelle 2: Parameter und abgeleitete Größen für die Anpassung der experimentellen Winkelverteilungen der Grundzustandsübergänge des d-, bzw. α -Transfers an die Dar'sche Theorie. $l = 2$.

Der Radiusparameter r_0 bestimmt die für die Parametrisierung der Reflexionskoeffizienten und damit für die Winkelverteilung charakteristische Größe L_0 . Die in Tabelle 1 und 2 angegebenen L_0 -Werte zeigen erwartungsgemäß ein Ansteigen mit zunehmender Einschußenergie in all den Fällen, in denen r_0 einigermaßen konstant bleibt. Sie stimmen gut überein mit den L_0 -Werten, die aus der Analyse der elastischen Streuung mit dem Smooth-Cutoff-Modell gewonnen wurden und für die man $L_0 = 7$ (26.0 MeV) und $L_0 = 9$ (30.0 MeV) erhält ²²⁾.

Die L_0 -Werte für den Eingangs- und Ausgangskanal L_{oi} , bzw. L_{of} lassen sich mit den in Tabelle 1 und 2 angegebenen r_0 -Werten berechnen.

$$L_{oif} = k_{if} R_{if} \left(1 - 2 \eta_{if} / k_{if} R_{if} \right)$$

Tabelle 3 enthält die Differenz $\Delta L = |L_{oi} - L_{of}|$ dieser L_0 -Werte. ΔL sollte bei Winkelverteilungen mit Diffraktionsstrukturen in etwa dem übertragenen Bahndrehimpuls 1 entsprechen ¹³⁾. Beim vorliegenden d-, bzw. α -Transfer müßte man sich demnach für den übertragenen Bahndrehimpuls $l = 2$ entscheiden, wenn man Drehimpulsanpassung als notwendiges Kriterium für das Auftreten von Diffraktionsstrukturen ansieht.

Einschußenergie	ΔL
26.0 MeV	4.0
30.0 MeV	3.4
32.5 MeV	3.1

Tabelle 3: ΔL -Werte für die Grundzustandsübergänge der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$.

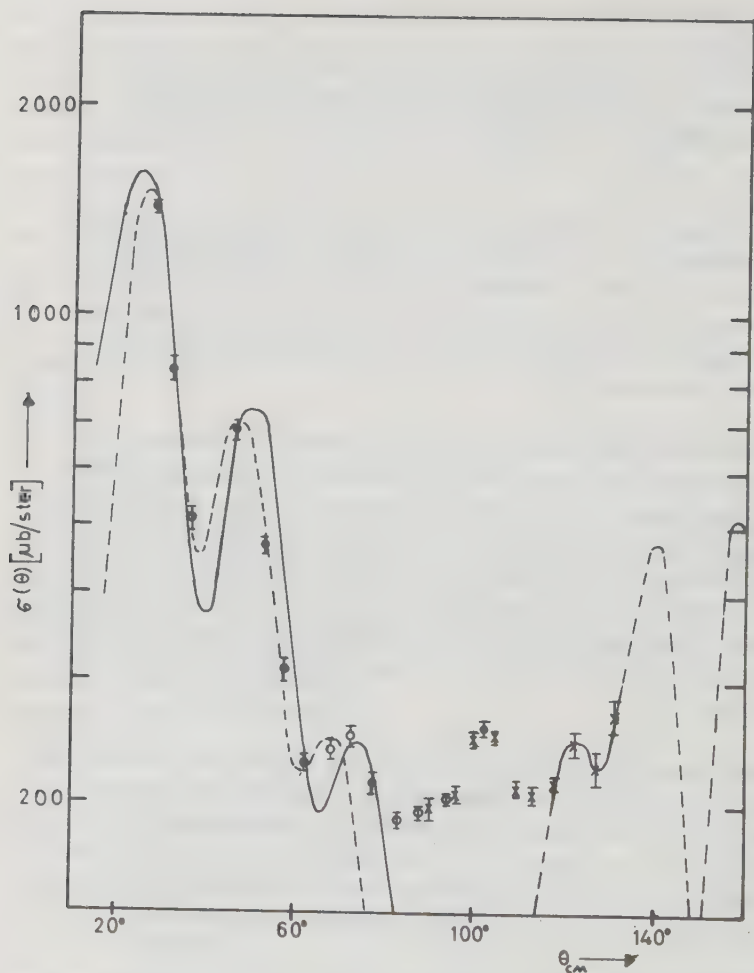


Fig. 23: Winkelverteilung der Reaktion $\text{B}^{10} (\text{O}^{16} \text{N}^{14}) \text{C}^{12}$ (4.43 MeV) bei $E_{\text{Lab}} = 32.5$ MeV. Die d-Transfer Winkelverteilung wurde für $l = 2$ (ausgezogene Kurve) und für $l = 0$ (gestrichelte Kurve) mit dem Dar'schen Modell gefittet. Die Winkelverteilung des α -Transfers wurde für eine Mischung von $l = 0, 2, 4$ (gestrichelte Kurve) gefittet.

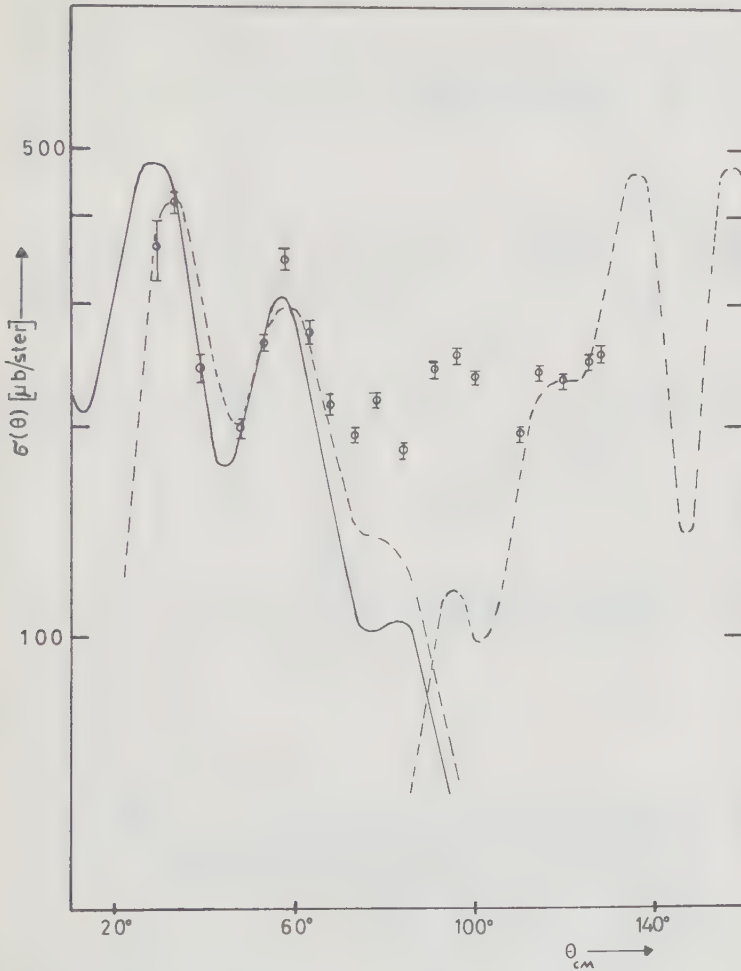


Fig. 24: Winkelverteilung der Reaktion $\text{B}^{10} (\text{O}^{16} \text{N}^{14}) \text{C}^{12}$ (4.43 MeV) bei $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV. Die d-Transfer Winkelverteilung wurde für $l = 2$ (ausgezogene Kurve) und für $l = 0$ (gestrichelte Kurve) mit dem Dar-Modell gefittet. Die Winkelverteilung des α -Transfers wurde für eine Mischung von $l = 0, 2, 4$ gefittet (gestrichelte Kurve).

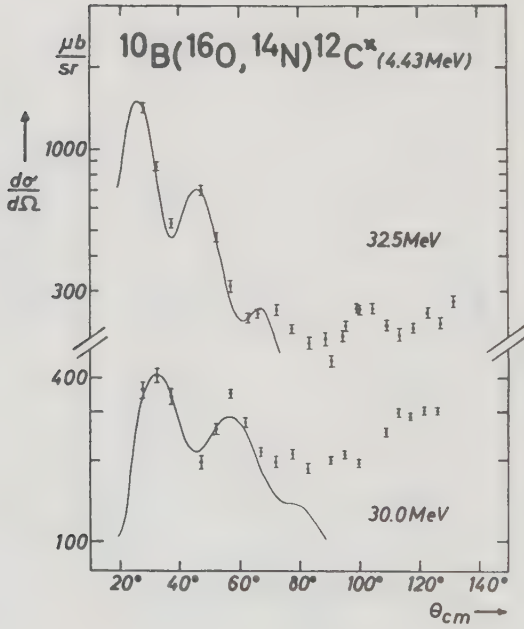


Fig. 25: Winkelverteilung der Reaktion $\text{B}^{10}(\text{O}^{16} \text{N}^{14})\text{C}^{12}$ in dem ersten angeregten C^{12} -Zustand für $E(\text{O}^{16}) = 32,5$ und $30,0$ MeV. Die durchgezogenen Kurven sind Rechnungen mit dem Dar-Modell für $l = 0$.

Für die unterbrochene Kurve des α -Transfers sind als transferrierter Bahndrehimpuls die Werte $l = 0, 2$ und 4 möglich, wenn man davon ausgeht, daß der Transfer in den ersten angeregten Zustand des C^{12} durch die vom Kellektivmodell geforderte Grundzustandskonfiguration des O^{16} (siehe Seite 61) bedingt wird.

Tabelle 4 bringt die bei den Fits verwendeten Parameter und von diesen abgeleitete Größen. Die Parameter variieren erwartungsgemäß mit der Änderung der Einschußenergie. Drehimpulsanpassung würde $l = 0$ für den transferrierten Bahndrehimpuls fordern.

Transfer 1	$E_{Lab} [MeV]$	$r_o [f]$	L_o	ΔL	$d [f]$	ϕ	$\theta_o [Grad]$	
d	2	30.0	1.40	5.71	0.93	0.2	0.49	52
	2	32.5	1.40	6.53	0.67	0.2	0.47	42
	0	30.0	1.43	6.05	0.81	0.18	0.43	54
	0	32.5	1.47	7.48	0.62	0.22	0.50	36
α	0,2,4	30.0	1.60	7.86	0.64	0.2	0.44	50
	0,2,4	32.5	1.60	8.84	0.50	0.2	0.44	47

Tabelle 4: Parameter und abgeleitete Größen für den d-, bzw. α -Transfer in den 4.43 MeV Zustand des C^{12} .

Fig. 26 zeigt die Winkelverteilung des Proton- und He^5 -Transfers der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{15}) C^{11}$ für 32.5 MeV Einschußenergie. Für den Protontransfer wurde ein Fit mit $l = 2$ versucht. Die Fitparameter sind $r_o = 1.5 f$ ($L_o = 5.68$), $d = 0.18$ (und $\theta_o = 60^\circ$). Für ΔL erhält man 7.9. Das bedeutet aber eine vollständige Drehimpulsfehlanspassung und könnte den ziemlich strukturlosen Verlauf der Winkelverteilung erklären. Der Wirkungsquerschnitt selbst ist bei diesem Protontransfer höher als beim Deuteron-, bzw. Alphatransfer.

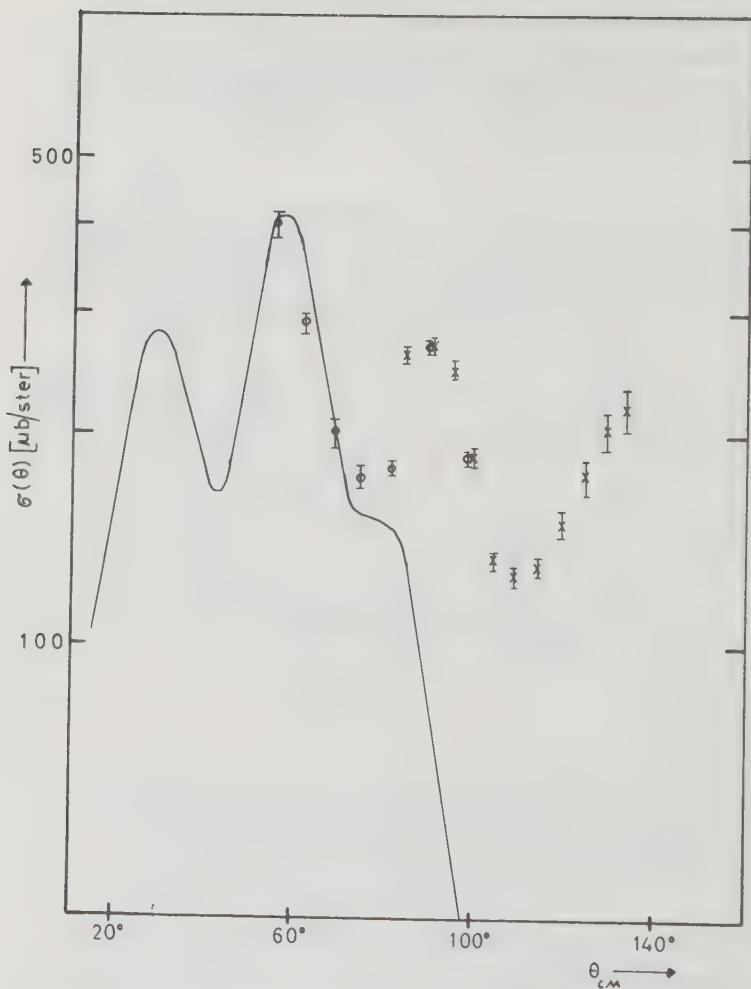


Fig. 25: Winkelverteilung der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{15}) C^{11}$ bei $E_{Lab} = 32.5$ MeV. Die durchgezogene Kurve ist ein Fit für den Proton-Transfer mit dem Dar'schen Modell für $l = 2$. Kreise sind Meßpunkte vom Protontransfer, Kreuze sind Meßpunkte vom He^5 -Transfer.

4. 3 Zusammenfassung der Meßergebnisse

Die gemessenen Winkelverteilungen des Deuteron- und Alphetransfers der Reaktion $B^{10} (O^{16} N^{14}) C^{12}$ zeigen Diffraktionsstrukturen. Das ist die dritte Reaktion ^{12) 13)}, die die von den Diffraktionsmodellen geforderten Oszillationen bei Transferwinkelverteilungen experimentell bestätigt.

Die Winkelverteilungen konnten mit dem Dar'schen Modell angepaßt werden. Die Parameter zeigen bei Variation der Einschußenergie das vom Modell geforderte Verhalten. Das ist eine Bestätigung dafür, daß das relativ einfache Diffraktionsmodell von Dar in der Lage ist, derartige Transferreaktionen zu beschreiben. Die Werte des Kernradiusparameters r_0 sind größer als allgemein angegeben. Es kann daran liegen, daß man keine kugelsymmetrische Massenverteilung für die leichten Kerne der Reaktionsprodukte annehmen darf oder aber daran, daß Lokalisation im L-Raum nicht äquivalent ist mit Lokalisation im R-Raum.

Die einzige spektroskopische Information, die durch die Anpassung geliefert wird, besagt, daß der übertragene Bahndrehimpuls gerade ist. Aus Gründen der Drehimpulsanpassung müßte man sich für $l = 2$, bzw. $l = 0$ beim Transfer in den Grundzustand, bzw. in den ersten angeregten Zustand des C^{12} entscheiden. Das bedeutet, daß die für den C^{12} , bzw. N^{14} Kern angenommene Clustermodellkonfiguration als $B^{10} + d$, bzw. $B^{10} + \alpha$ den relativen Bahndrehimpuls $l_f = 2$ ($l_f = 0$ für den ersten angeregten Zustand des C^{12}) haben muß. Experimentell wurde bereits ebenfalls gefunden, daß der N^{14} Kern eine starke $B^{10} + \alpha$ Struktur zeigt ²⁴⁾. Für den O^{16} Kern kann man aufgrund der etwa gleichen Wirkungsquerschnitte für d- und α -Transfer sowohl eine $N^{14} + d$ als auch $C^{12} + \alpha$ Clustermodellkonfiguration annehmen.

Das Fehlen von Diffraktionsstrukturen beim ebenfalls gemessenen Protontransfer $B^{10} (O^{16} N^{15}) C^{11}$ kann mit vollständiger Drehimpulsfehlانpassung erklärt werden.

Die absoluten Werte der Winkelverteilungen für die gemessenen p, d, α , t, He^3 und He^5 Transfers bestätigen die allgemein bei Transferreaktionen gemachten Erfahrungen, daß der Wirkungsquerschnitt für einen Transferprozeß umso kleiner ist, je komplexer das transferrierte Teilchen ist.

Beim d-, α - und p-Transfer läßt sich eine selektive Besetzung von Niveaus feststellen. Diese selektive Besetzung unterstreicht den direkten Charakter der Transferreaktionen und bestätigt die Schalenmodellkonfigurationen (Kollektivmodellkonfiguration für den O^{16} Grundzustand) der Reaktionspartner.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- 1) H. L. Reynolds, D. W. Scott, A. Zucker,
Proc. Natl. Acad. Sci, (U. S) 39, 975 (1953)
- 2) J. A. McIntyre, T. L. Watts, F. C. Jobes,
P. R. 119, 1331 (1960)
- 3) P. J. A. Buttle, L. J. B. Goldfarb,
N. P. 78, 409 (1966)
- 4) K. A. Ter-Martiroysian,
JETP 2, 620 (1956)
G. Breit, K. W. Chun, H. G. Washweiler,
P. R. 133, B 404 (1964)
K. R. Greider,
P. R. 133, B 1483 (1964)
- 5) D. A. Bromley in
Recent Prog. in Nucl. Phys. with Tandems,
edited by W. Hering, Heidelberg (1966)
- 6) N. Austern, R. M. Drisko, E. C. Halbert, G. R. Satchler,
P. R. 133, B 3 (1964)
F. P. Gibson, A. K. Kerman,
P. R. 145, 758 (1966)
- 7) W. E. Frahn, R. H. Venter,
N. P. 59, 651 (1964)
W. E. Frahn,
N. P. 75, 577 (1966)
- 8) W. E. Frahn, R. H. Venter,
Ann. Phys. 27, 135 (1964)
- 9) A. Dar, P. R. 139, B 1193 (1965)
A. Dar, B. Kozlowsky,
P. R. L. 15, 1036 (1965)
- 10) J. Birnbaum, D. A. Bromley,
in Ref. 5)
- 11) L. R. Dodd, K. R. Greider,
P. R. L. 14, 959 (1965)
- 12) J. Wilczynski, V. V. Volkov,
N. P. A93, 133 (1967)
- 13) R. Bock, M. Grosse-Schulte, W. v. Oertzen,
P. L. 22, 456 (1966)

- 14) R. Stock, R. Bock, P. David, H. H. Duhm, T. Tamura,
N. P. A 104, 136 (1967)
- 15) A. de-Shalit in
Proc. of the Summer Study Group on the Phys.
of the Emperor Tandem-Van-de-Graaff Region,
Brookhaven 1965, Vol. III, 1211.
- 16) E. Rinsdorf, Diplomarbeit, Erlangen 1968
- 17) W. W. True, P. R. 130, 1530 (1960)
- 18) J. C. Hiebert, E. Newman, R. H. Bassel,
Bul. Am. Phys. Soc. 11, 44 (1966)
- 19) F. Ajzenberg-Selove, J. W. Watson, R. Middleton,
P. R. 139, B 5 92 (1965)
- 20) H. U1, P. R. 161, 1099 (1967)
- 21) M. B. Hooper,
N. P. 76, 446 (1966)
- 22) E. Krubasik,
Diplomarbeit, Erlangen, 1968
- 23) K. Wildermuth,
private Mitteilung
- 24) R. Bock, H. H. Duhm, M. Große-Schulte, R. Rüdell,
N. P. 70, 481 (1965).

Herrn Prof. Dr. H. Wegener danke ich für sein Interesse und für die Möglichkeit, diese interessante Arbeit durchführen zu können.

Herrn Dr. G. Ischenko danke ich für seine Anteilnahme an der vorliegenden Arbeit und für viele Diskussionen.

Meinen Mitarbeitern aus der Schwerionengruppe, Herrn Dipl.-Phys. E. Blatt und den Herren D. Helb und E. Krubasik, sowie den Kollegen von der Pulsungsgruppe, Herrn Dipl.-Phys. E. Jaeschke, Herrn Dipl.-Phys. W. Reichardt und den Herren B. Huber und E. Rinsdorf, danke ich für ihren großen persönlichen Einsatz während der Strahlzeiten und bei der Bewältigung vieler experimenteller Probleme.

Herrn Prof. Dr. K. Wildermuth danke ich für seine Informationen bezüglich der Clustermodellkonfigurationen.

Herrn Dipl.-Phys. F. Schmutzler vom MPI Heidelberg, der es ermöglichte, daß ein Teil der experimentellen Daten in Heidelberg gefittet werden konnte, gilt ebenso mein Dank wie der Heidelberger Schwerionengruppe unter Leitung von Prof. Dr. R. Bock, die uns vor allem zu Beginn unserer Experimente wertvolle Hilfestellung gaben.

Das Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung hat für diese Arbeit Mittel zur Verfügung gestellt.

Lebenslauf

Ich wurde am 8. 12. 1938 in Berlin geboren. Meine Eltern sind Hans Voit und seine Ehefrau Margret, geb. Fischer. Ich legte die Reifeprüfung 1957 am Melanchthongymnasium Nürnberg ab und begann im November 1957 das Physikstudium an der Universität Erlangen. In den Semesterferien war ich in den Laboratorien verschiedener Firmen als Praktikant tätig. Im Mai 1961 legte ich in Erlangen die Vordiplomprüfung ab. Meine Diplomarbeit fertigte ich im Physikalischen Institut der Universität Erlangen bei Professor Dr. H. Wegener an. Im Juni 1964 legte ich die Diplom-Hauptprüfung ab und war seit 15. Juni 1966 als Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg bei Prof. Dr. H. Wegener beschäftigt. In dieser Zeit ist die vorliegende Arbeit entstanden.

Ich heiratete am 6. 8. 1964 Fräulein Gina Winter-Günther. Am 10. 6. 1965 wurde unsere Tochter Monika geboren.

Erlangen, 26. 7. 1968

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 852 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
